



**Universidade de  
Aveiro  
2011**

Departamento de Física

**Fábio André Barbosa    Detetores UVV usando estruturas Thick Hole  
Pereira**



**Universidade de  
Aveiro  
2011**

Departamento de Física

**Fábio André Barbosa  
Pereira**

## **Detetores UVV usando estruturas Thick Hole**

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Dr. João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Este trabalho foi parcialmente  
financiado pelos projectos  
CERN/FP/109283/2009 e  
PTDC/FIS/113005/2009 através dos  
programas FCT, FEDER e COMPETE



## **o júri**

presidente

Professora Doutora Teresa Maria Fernandes Rodrigues Cabral Monteiro  
Professora Associada, Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Professor Doutor Joaquim Marques Ferreira Dos Santos  
Professor Catedrático, Departamento de Física da Universidade de Coimbra

Professor Doutor João Filipe Calapez De Albuquerque Veloso  
Professor Auxiliar, Departamento de Física da Universidade de Aveiro

## **agradecimentos**

Quero agradecer a todos os elementos da equipa DRIM, que ajudaram sempre com a maior vontade em tudo e mais alguma coisa, em especial ao meu orientador, o Dr. João Veloso, pela sua paciência e dedicação, pelos conhecimentos transmitidos e pelo esforço em garantir o sucesso do trabalho. Destacar também a ajuda do (prestes a ser doutor) Carlos Azevedo, por tantas vezes ter largado o seu trabalho para me ajudar. Duvido que haja melhor equipa para se trabalhar.

Agradeço também a todos os colegas do departamento que de alguma forma ajudaram a que eu pudesse ter feito este trabalho.

A todos os meus amigos, por também terem sido de grande ajuda em diversos momentos.

À minha família, que já me ajudava antes deles todos.

E finalmente, ao pólo de Aveiro do I3N e ao departamento de Física a oportunidade de ter realizado este trabalho.

**palavras-chave**

THGEM, THCOBRA, UVV, RICH, IBF

**resumo**

O presente trabalho trata do desenvolvimento e caracterização de um detector para radiação na região do Ultra-Violeta de Vazio (UVV). O detector é constituído por duas estruturas THGEM intercaladas por uma estrutura THCOBRA. Esta última tem a particularidade de permitir drenar iões gerados no detector pelo processo de multiplicação de cargas, que drenam para o fotocátodo (IBF- *Ion Back Flow*), sendo esta redução de grande importância para o desenvolvimento de detectores com elevado ganho, como os utilizados nos detectores RICH, ao garantir um maior tempo de vida do fotocátodo bem como a eliminação de eventos falsos e maior estabilidade de operação. O detector permitiu a obtenção de espectros com ganhos superiores a  $10^5$ , operando com boa sensibilidade em modo de fotoelétrão único. Estudou-se a influência da aplicação de potenciais nos elétrodo da THCOBRA na eficiência de deteção, tendo-se verificado que esta depende do campo de transferência entre estruturas, mas que se conserva na quase totalidade para potenciais superiores a 100 V. Estudou-se também o comportamento do IBF, tendo-se verificado uma redução para metade deste parâmetro sem compromisso da eficiência.

**keywords**

THGEM, THCOBRA, VUV, RICH, IBF

**abstract**

The present work deals with the development and characterization of a VUV detector. The detector configuration consists of two THGEM structures cascaded with a third, a THCOBRA structure. The THCOBRA has the ability to reduce the amount of ions generated in the multiplication process that flow to the CsI photocathode (Ion Back Flow – IBF). This aspect is of great interest to the development of high gain fotodetectors such as for RICH, ensuring an increased photocathode life time, signal quality and operation stability. The detector presented good results, allowing the collection of single photon spectra with gains greater than  $10^5$ . The study of collection efficiency showed that an applied voltage in the THCOBRA electrodes over 100 V still allowed the detector full detection efficiency. IBF studies showed a reduction of this parameter to about half, without compromising the full detection efficiency.

## ÍNDICE

1	Introdução.....	1
2	Interacção da radiação com a matéria .....	3
	2.1 Efeito fotoeléctrico e fotocátodo.....	3
3	Deposição térmica.....	7
4	Detetores de radiação.....	9
	4.1 Detetores gasosos.....	9
	4.1.1 Câmara de ionização .....	9
	4.1.2 Detetores Proporcionais.....	10
	4.1.3 MPGDs: Micropattern Gas Detectors .....	12
	4.2 Modos de operação .....	15
	4.2.1 Modo de corrente .....	16
	4.2.2 Modo de impulso .....	17
5	Sistema Experimental.....	21
	5.1 Descrição do detetor .....	21
	5.2 Descrição das medidas .....	24
	5.2.1 Eficiência relativa.....	24
	5.2.2 Ion Back-Flow .....	29
6	Resultados.....	33
7	Conclusão .....	45
8	Referências .....	47
9	Índice de Figuras .....	49
10	Lista de abreviaturas.....	51





## 1 INTRODUÇÃO

A detecção de radiação com base em detetores gasosos começou há cerca de um século, com o desenvolvimento do detetor de Geiger-Muller para partículas carregadas. Mais tarde, apareceram os contadores proporcionais e as câmaras multi-fios (*Multi-Wire Proportional Chamber* – MWPC) que permitiram a expansão para inúmeras áreas e aplicações, cuja utilização e desenvolvimento se mantém até aos dias de hoje. Os detetores gasosos apresentam bons desempenhos em resolução de energia e tempo de resposta, com a vantagem de permitirem de um modo geral grandes áreas de detecção com custos controlados, aspetos menos positivos nos semicondutores. Por estas razões estes detetores têm sido amplamente usados nas mais variadas experiências de altas energias, com o LHC do CERN a ser um dos exemplos. [1]

Nas últimas duas décadas, contudo, a evolução das tecnologias de micro-litografia deu origem a um novo tipo de detetores gasosos usando micro-estruturas que agora centra as atenções, os *Micro-Pattern Gaseous Detectors* (MPGD). De entre os vários tipos de MPGD's destacam-se as mais avançadas: as GEM's (Gas Electron Multiplier) e as MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure). Estas estruturas surgiram principalmente como resposta às limitações das MWPCs em termos de capacidade de taxa de contagem e granularidade, necessidades das experiências do CERN que requerem maiores resoluções em posição e capacidade de resposta a maiores taxas de eventos. [1, 2]

Apesar das suas aplicações em experiências com alta taxa de radiação, os mesmos detetores têm também um elevado potencial como detetores para aplicações de alto ganho, precisamente em experiências de baixa luminosidade. Tal é o caso das aplicações (umas já existentes e outras planeadas) que usam um fotocátodo de CsI para detecção de fóton único em detetores RICH (*Ring Imaging Cherenkov detector*) e a possível expansão dos detetores UV para a região do visível. [3, 4]

Os detetores RICH baseiam-se na detecção de radiação de Cherenkov emitida por partículas que se deslocam a uma velocidade superior à da luz no meio em que se encontram. Para esta aplicação, é necessário cobrir uma grande área de detecção (vários metros quadrados) boa resolução em posição e boa sensibilidade para fótons únicos. Outras aplicações requerem também ausência de sensibilidade a campos magnéticos, e o custo é sempre um fator importante. [4, 5]

Para estes objetivos, o uso de estruturas THGEM é uma das mais promissoras possibilidades, em estudo, por exemplo para o *upgrade* dos detetores RICH do COMPASS e do ALICE no CERN, permitindo ganhos elevadíssimos com uma grande simplicidade e robustez. [6]

Como consequência do elevado ganho, o elevado número de eletrões é acompanhado por um número igualmente elevado de iões gerados na avalanche, que se desloca na direção oposta à do campo até ao fotocátodo. Essa corrente de iões, o

*Ion Back Flow* (IBF) tem como consequência a limitação de ganho do detetor, a distorção dos campos elétricos, perda de resolução temporal e espacial, perdas de eficiência do fotocátodo e redução do tempo de vida do mesmo. Outro aspeto, particularmente importante nos detetores com resposta no visível em que o fotocátodo tem uma função trabalho baixa, é o aparecimento de impulsos de *feedback* originados pelos iões, que contribuem para eventos falsos e deterioração do sinal, com limitação do ganho atingível [7]

Por estas razões, a THCOBRA, uma estrutura semelhante à THGEM mas com dois eléctrodos para recolha de iões, apareceu como uma possibilidade para reduzir o fluxo de cargas para o fotocátodo. Esta estrutura apresentou já alguns resultados interessantes ([6]) mas não tão bons como o que se consegue para a MHSP em cascata com GEMs ([7] e [8]).

Este trabalho pretende aprofundar os estudos realizados até agora, através da construção e montagem de um detetor com duas THGEMs intercaladas por uma THCOBRA. Pretende-se estudar o desempenho da THCOBRA a reduzir o IBF no detetor, com medidas de eficiência de recolha, de IBF e de ganho do detetor, e como estas medidas podem ser optimizadas e os resultados melhorados.

## 2 INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

A interacção da radiação com a matéria ocorre essencialmente por três processos: produção e aniquilação de pares, dispersão de Compton e efeito fotoeléctrico. No âmbito deste trabalho, para a detecção de fótons ultravioleta (UV), apenas o efeito fotoeléctrico tem relevância e será estudado. [9]

O ultravioleta é considerado como a região do espectro electromagnético de energia (frequência) imediatamente superior ao visível, estendendo-se até à zona dos raios X, sendo o limite de energia superior muito discutível. Com comprimento de onda inferior a 400 nm (3,1 eV), varre um vasto espectro de energias, daí que se distingam vários subníveis. Neste trabalho abordaremos a zona dos UVV (Ultravioleta de vazio), zona caracterizada por uma forte absorção no ar (daí o nome). Esta radiação geralmente assume-se como a radiação compreendida entre os 10 e os 200 nm [10].

A detecção de radiação eletromagnética é conseguida por vários dispositivos, dos quais se destaca a utilização de tubos fotomultiplicadores (PMT – *photomultiplier tube*) por serem de alguma forma semelhantes ao detetor estudado. Nestes, a luz incide no chamado fotocátodo, um material que converte um fóton de radiação incidente num eletrão, que é depois acelerado num tubo em vácuo por diferenças de potencial elevadas contra placas chamadas dínodos, nos quais o embate de um eletrão gera um número proporcionalmente maior de eletrões, sendo o processo repetido várias vezes até se obter um sinal suficientemente elevado. [9, 11]

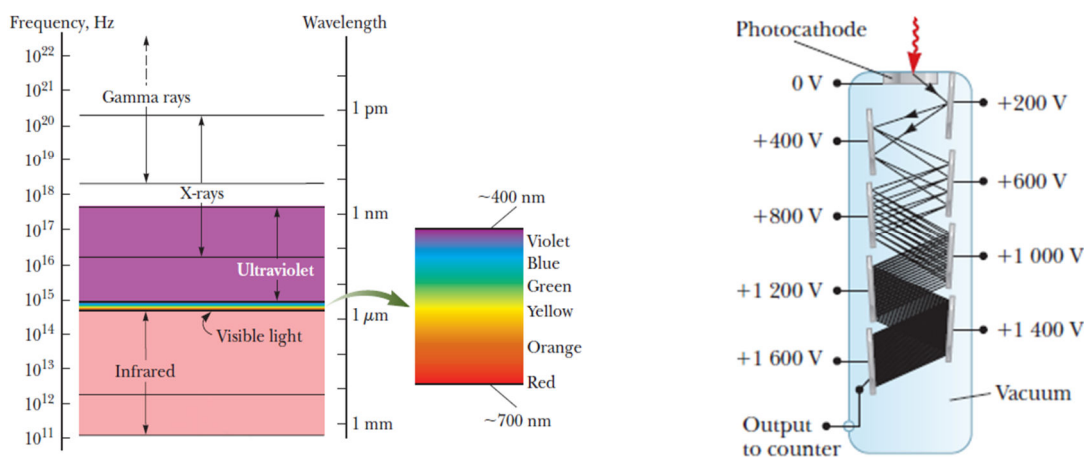


Figura 1 - Espectro de radiação eletromagnética (esquerda) e esquema de um PMT (direita) (adaptadas de [11]).

### 2.1 EFEITO FOTOELÉCTRICO E FOTOCÁTODO

O objetivo do fotocátodo num detetor é converter o máximo de radiação incidente em fotoeletrões, conversão que ocorre por efeito fotoeléctrico. O efeito fotoeléctrico consiste na ejeção de eletrões de certos materiais quando sujeitos a

radiação electromagnética com energia suficiente. A energia cinética dos eletrões ejectados é dada pela Equação 1 como a diferença entre a energia da radiação incidente ( $hf$ ) e um valor mínimo característico de cada material, designado vulgarmente por função trabalho ( $\phi$ ) [11]. Como é fácil de perceber, apenas um material com uma função trabalho de energia inferior à energia do fotão incidente poderá dar origem à emissão de um eletrão.

$$E_{cin} = hf - \phi \quad \text{Equação 1}$$

O efeito fotoelétrico pode ser descrito por três etapas. Em primeiro lugar a radiação incidente retira um eletrão a um átomo do material do fotocátodo, sendo a energia cinética máxima do eletrão retirado necessariamente inferior à da radiação incidente, que para os fotões de UV próximo ronda os 4 eV. O eletrão percorre então o fotocátodo até à superfície, perdendo no processo parte da energia devido a colisões com outros eletrões. Finalmente, o eletrão tem de vencer a barreira de potencial da superfície do fotocátodo, que pode chegar a 3 ou 4 eV para metais. [9]

Tendo em conta estes três processos, um bom fotocátodo deve ter acima de tudo uma barreira de potencial na superfície suficientemente pequena para permitir a emissão de eletrões mesmo quando a energia do fotão incidente é baixa. Mesmo para radiação de energia superior à barreira, devido à perda de energia nas colisões eletrão-eletrão, existe uma profundidade máxima, designada por profundidade de escape (*escape depth*), para a qual um eletrão gerado consegue chegar à superfície com energia suficiente para escapar. Estas duas condições são de extrema importância para a qualidade do fotocátodo, pois se a profundidade de escape dos eletrões for muito pequena (poucos nanómetros) a probabilidade de o fotão incidente interagir nessa distância é muito pequena e nem todos os fotões levarão à ejeção de um eletrão. [9]

Uma barreira de potencial muito reduzida tem, contudo, consequências ao nível do ruído do sinal. Se a barreira for demasiado pequena, alguns eletrões junto à superfície do fotocátodo podem adquirir, termicamente ou por outros processos, energia suficiente para escapar do material e dar origem a um sinal falso. [9]

Nas últimas décadas os fotocátodos sólidos são os mais promissores, com especial destaque para os de CsI. As suas vantagens assentam na estabilidade face a variações de pressão e temperatura e facilidade de aplicação a estruturas de amplificação. [12]

Os fotocátodos podem ser refletivos ou semitransparentes. Os semitransparentes são geralmente menos espessos e são vulgarmente usados nos PMT. Em detetores de MPGD's como o estudado, um fotocátodo semitransparente encontra-se ligeiramente afastado da primeira estrutura de multiplicação, pelo que é necessário um campo mais intenso para que o eletrão seja conduzido para a zona de multiplicação. [9]

Os fotocátodos refletivos são mais espessos e o eletrão sai pela superfície onde incide o fóton. Estes fotocátodos, como o usado neste trabalho, são depositados no topo de uma estrutura de multiplicação.[9]

A razão entre o número de fotoeletrões emitidos pelo fotocátodo e o número de fótons incidente é designado por eficiência quântica (QE – *quantum efficiency*). Um fotocátodo de qualidade deve ter uma QE o mais perto possível de 100%. A eficiência quântica depende bastante da energia da radiação incidente, pelo que diferentes materiais são escolhidos consoante a aplicação pretendida. [9, 11]

$$QE = \frac{N_{\text{fotoelectrões}}}{N_{\text{fótons}}} \quad \text{Equação 2}$$

A eficiência quântica é limitada, para baixas energias, principalmente pelas características do fotocátodo (potencial da superfície), enquanto para radiação UVV de maior energia a principal limitação advém da janela utilizada devido aos efeitos de absorção. [9]

No contexto dos detetores de UVV, os fotocátodos de CsI têm um papel de destaque, apresentando eficiências quânticas e probabilidade de extracção de eletrões substancialmente superiores às da maioria dos concorrentes. Como se pode ver na Figura 2, a eficiência na região de interesse ronda os 20%. A partir dos 210 nm a eficiência já é residual. [13]

Um filme de 500 nm de CsI é bastante mais estável que a maioria dos fotocátodos sólidos quando exposto ao ar, podendo ser expostos durante mais de meia hora sem perda notável de eficiência. [4]

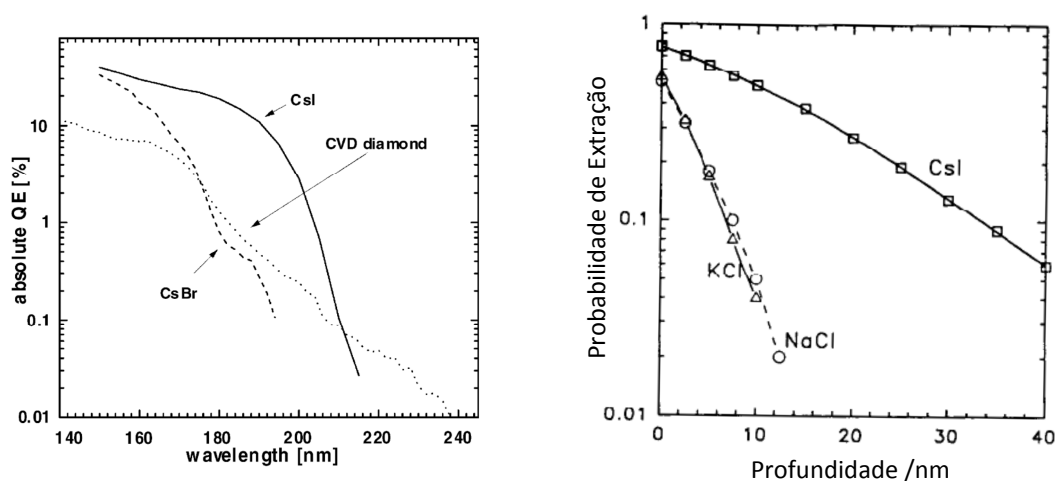


Figura 2 - Gráfico da Eficiência Quântica de fotocátodo de CsI em função do comprimento de onda da radiação incidente (esquerda) [4] e probabilidade de escape de um eletrão de energia 1 eV em função da profundidade no fotocátodo [13].



### 3 DEPOSIÇÃO TÉRMICA

Os métodos de deposição de filmes finos dividem-se essencialmente nos métodos químicos (CVD – *Chemical Vapor Deposition*) e físicos (PVD – *Physical Vapor Deposition*). Os métodos de evaporação física podem vulgarmente dividir-se, por sua vez, em duas categorias: sputtering e evaporação térmica, sendo esta última a de interesse para este trabalho. [14]

A evaporação térmica consiste na evaporação do material a depositar numa câmara de vácuo. O nível de vácuo necessário depende do material a evaporar e pode variar aproximadamente de  $10^{-4}$  mbar a  $10^{-8}$  mbar. O método de aquecimento varia, podendo ser por feixe de eletrões, ou no caso do sistema usado neste trabalho e o mais frequente, por aquecimento resistivo, fazendo passar uma corrente elevada num material refratário que serve de suporte ao material a evaporar. No vácuo, o material entra facilmente em ebulição, evaporando-se e viajando até ao substrato sem encontrar resistência. A energia cinética transmitida aos átomos do material é suficiente para a sua boa adesão ao substrato onde o filme irá ser depositado. [14]

Para melhorar o controlo sobre o processo, existem sistemas de regulação da espessura do filme depositado, que permitem controlar a deposição para a espessura desejada.

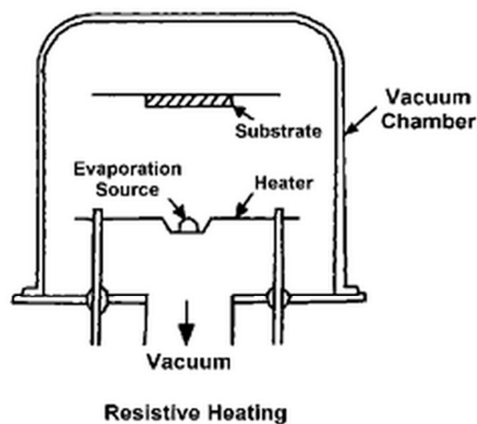


Figura 3 – Esquema de um sistema de deposição térmica de filmes finos, com aquecimento resistivo. [14]





## 4 DETETORES DE RADIAÇÃO

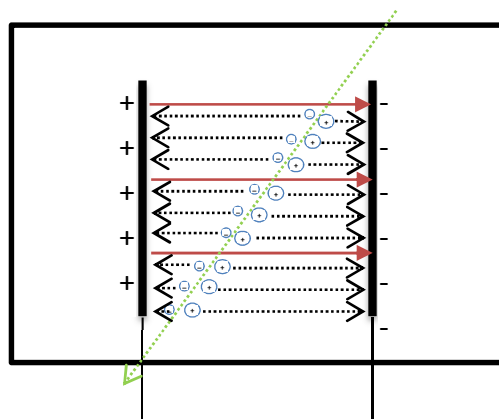
Os detetores de radiação são de uma maneira simplificada, dispositivos que reagem a uma radiação incidente com a criação de uma carga eléctrica  $Q$  no seu volume. A carga é depois conduzida por uma diferença de potencial (deriva) para um ânodo onde é recolhida como um sinal eléctrico. [9]

Os detetores gasosos são detetores de radiação muito usados e da maior importância, por exemplo em física das altas energias onde elevadas áreas de detecção são necessárias. De um modo geral, o seu funcionamento passa por detectar as cargas produzidas na ionização do gás quando este é atravessado por radiação. Apresentam geralmente boas resoluções em energia e posição, com respostas muito rápidas, ganhos elevados e boa taxa de deposição de energia. Os detetores de estado sólido beneficiam principalmente do facto de, por serem sólidos, terem maior densidade de átomos e moléculas constituintes do que os gases, sendo portanto maior a probabilidade de uma partícula de radiação incidente interagir com o detetor, vantagens que nem sempre são bom requisito para muitas aplicações. [1, 15, 16]

### 4.1 DETETORES GASOSOS

#### 4.1.1 CÂMARA DE IONIZAÇÃO

As câmaras de ionização são os detetores gasosos mais simples. Numa câmara com gás é aplicada uma diferença de potencial suficiente entre dois eléctrodos, para criar um campo eléctrico de deriva (*drift*). Uma partícula incidente gera pares electrão-ião que derivam em sentidos contrários – os iões segundo as linhas de campo e os electrões no sentido oposto – gerando uma corrente correspondente à carga gerada pela partícula incidente. O par de cargas pode não ser gerado directamente, mas antes por um processo indirecto, como no caso da detecção de fótons X ou gama. [9]



**Figura 4** – Representação simplificada de uma câmara de ionização. A seta verde representa uma partícula ionizante, as setas vermelhas representam o sentido do campo, com os iões e electrões a seguirem sentidos opostos.

O número de pares formados pode ser calculado a partir da energia da partícula incidente, sabendo a energia média dissipada por par de iões criado (*W-value*) do gás em questão. Este valor contabiliza não só a energia de primeira ionização – energia mínima necessária para gerar um par ião-eletrão – mas também a energia perdida noutros processos pela partícula incidente ao atravessar o gás. Este valor varia relativamente pouco para diferentes gases e partículas incidentes. [9]

$$N = \frac{E}{W} \quad \text{Equação 3}$$

**Tabela 1** – Valores de energia de dissipação por par de ião para alguns gases. [9]

Gás	Energia de primeira Ionização (eV)	W-value (eV/par de iões)	
		Eletrões rápidos	Partículas alfa
Ar	15,7	26,4	26,3
He	24,5	41,3	42,7
N <sub>2</sub>	15,5	34,8	36,4
CH <sub>4</sub>	14,5	27,3	29,1

Depois de geradas, o movimento de deriva das cargas é a sobreposição do movimento térmico aleatório e do movimento induzido pelo campo. Devido à diferença de massas entre iões e eletrões, os movimentos das duas partículas são substancialmente diferentes. Os eletrões têm uma mobilidade tipicamente mil vezes superior e adquirem velocidades de deriva muito superiores, tendo uma trajectória algo dispersa, ao contrário dos iões que seguem de forma menos aleatória as linhas de campo, a uma velocidade muito mais lenta. [1]

Quando a câmara de ionização está sob irradiação constante, o aumento do potencial aplicado aos eléctrodos aumenta a corrente medida até que estabiliza numa corrente correspondente ao máximo de eficiência de recolha de pares de iões, para a qual as perdas por recombinação ou outros mecanismos é insignificante. Nestas condições, esta corrente de ionização medida, ou o equivalente impulso, correspondem à taxa de formação de cargas no volume da câmara. [9]

Algumas das aplicações das câmaras de ionização são em aparelhos de monitorização de radiação, medida da energia de radiação altamente energética, calibração de fontes de radiação ou medição da radioactividade, por exemplo. [9]

##### 4.1.2 DETETORES PROPORCIONAIS

Os detetores proporcionais são detetores gasosos usados principalmente quando a carga gerada pelas partículas a detectar é insuficiente para gerar uma corrente apreciável em câmaras de ionização. Estes detetores usam um mecanismo

de multiplicação da carga inicialmente depositada no gás pela partícula, permitindo-os detectar partículas que depositam pouca energia nos gases, como por exemplo radiação X de baixa energia. [9]

O processo de multiplicação de cargas é conseguido através de um aumento do campo eléctrico no gás. Como já foi referido, ao contrário dos iões que possuem uma massa relativamente grande, os eletrões adquirem velocidades muito maiores entre colisões. À medida que o campo aumenta, a energia cinética que um eletrão pode adquirir entre colisões também aumenta. Se esta energia ultrapassar a energia de ionização do gás, passa a ser possível que na colisão este retire um novo eletrão a uma molécula/átomo neutra do gás, originando o ião correspondente. À pressão atmosférica, o campo a partir do qual se verifica ionização secundária depende do tipo de gás utilizado, mas ronda tipicamente os  $10^6$  V/m. [9]

O novo eletrão gerado e o eletrão primário serão acelerados novamente pelo campo eléctrico, e potencialmente darão origem a mais eletrões pelo mesmo processo. Assim sendo, ocorre um processo de multiplicação de carga em cascata, designado por *avalanche de Townsend* [9]. Como resultado da avalanche há um aumento do número de eletrões ao longo do percurso, dado pela equação de Townsend (Equação 4), onde  $\alpha$  é o coeficiente de Townsend, que representa o número de ionizações por unidade de comprimento da trajectória do eletrão. A solução para um campo constante ( $\alpha$  constante) corresponde à Equação 5 e revela um aumento exponencial. [9]

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad \text{Equação 4}$$

$$n(x) = n_0(x)e^{\alpha x} \quad \text{Equação 5}$$

Devido à multiplicação de carga intrínseca do detetor, não é requerida tanta amplificação externa e aumenta-se assim consideravelmente a relação sinal-ruído. Em contrapartida, devido à natureza do mecanismo de multiplicação este método é mais sensível a impurezas no gás. [9]

Os detetores proporcionais e as câmaras de ionização são no fundo detetores semelhantes mas em regiões de operação diferentes (Figura 5). As câmaras de ionização operam na região de saturação de iões, quando o campo é suficiente para drenar os eletrões formados evitando a recombinação. Os detetores proporcionais operam na região proporcional, onde a amplitude do impulso aumenta exponencialmente com o campo no gás, gerando impulsos proporcionais à carga gerada pela partícula incidente. [9]

Quando se aumenta o campo no detetor ainda mais, entra-se numa região de proporcionalidade limitada. Nesta região, devido à elevada carga gerada, principalmente tendo em conta que os iões são relativamente lentos a abandonar o local de criação, podem ocorrer alterações locais de campo, principalmente para

intensidades de radiação incidente elevadas. Isto limita o impulso que pode ser gerado e dá origem a não linearidades no comportamento do detetor. [9]

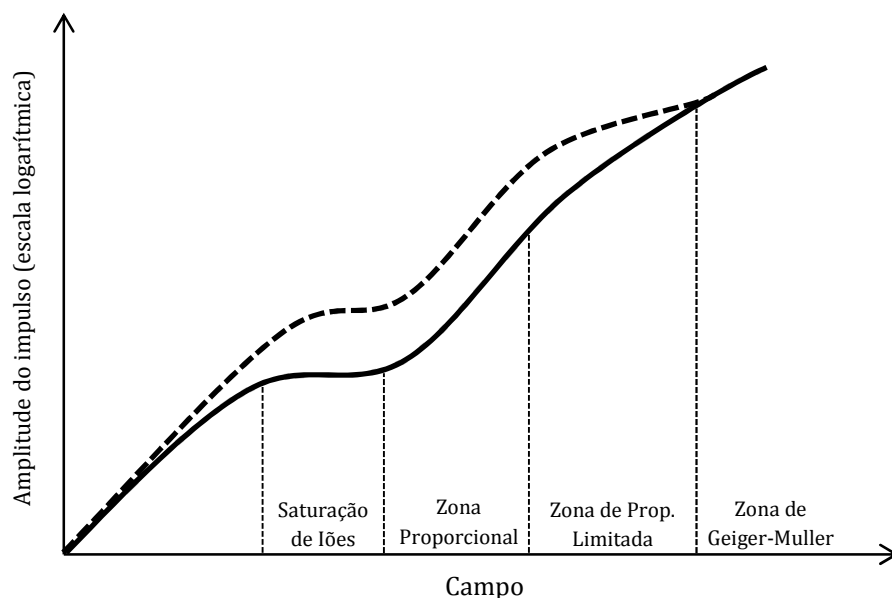


Figura 5 – Gráfico das diferentes zonas de operação de detetores gasosos. A tracejado representa-se o mesmo para eventos que depositam maior energia no gás. (Adaptado de [9])

Para campos mais intensos, a quantidade de carga gerada é tão elevada que reduz o campo abaixo do limite de multiplicação aquando de uma avalanche, parando portanto a multiplicação de carga a partir deste ponto. Nestas condições, independentemente da intensidade da radiação incidente no detetor, a amplitude de sinal final é independente da carga depositada no detetor, sendo esta região denominada de zona de Geiger-Muller. [9]

##### 4.1.3 MPGDs: MICROPATTERN GAS DETETORS

Com a evolução das técnicas de micro-litografia as possibilidades para a criação de detetores de radiação deu um salto tecnológico enorme, aparecendo os MPGDs (Micropattern Gas Detectors), que usam estruturas com padrões de tamanhos reduzidos.

Pode dizer-se que o precursor dos novos tipos de detetores foi a MSGC (*Micro-Strip Gas Chamber*). Esta tem como principal constituinte a *Micro-Strip Plate*, uma placa de material isolador com fitas de eléctrodos finos alternados (cátodo e ânodo) desenvolvida por A. Oed em 1988 [17]. Entre os eléctrodos é aplicada uma diferença de potencial, e devido à reduzida dimensão dos ânodos a densidade de linhas de campo na sua vizinhança é suficiente para originar a multiplicação de cargas. [18]

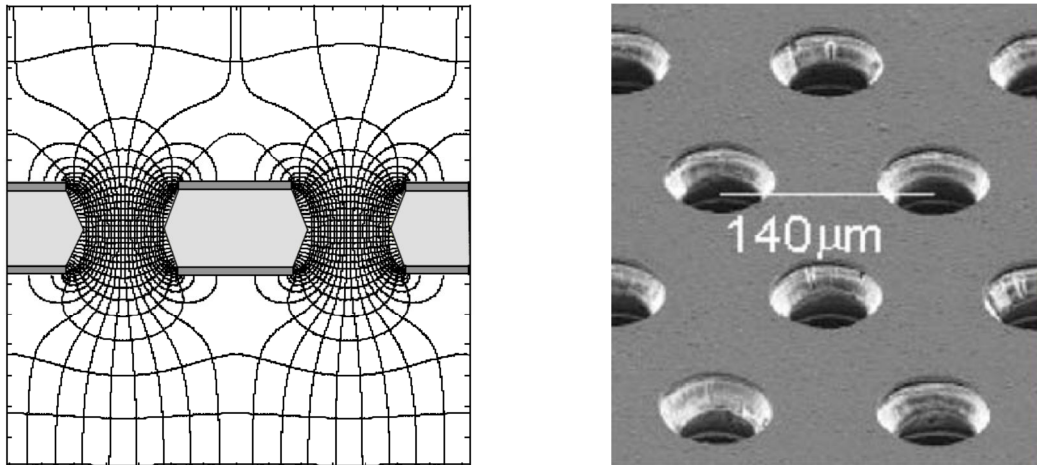


Figura 6 – Esquema da GEM (esquerda), com as linhas de campo e de potencial simuladas [18], e fotografia de uma GEM típica (direita) [1].

Estes detetores apresentavam resoluções em energia e ganhos elevados, mas a degradação das estruturas em operação devido a vários efeitos era demasiado grande para várias aplicações. Como alternativa surgiu, entre outras, a GEM (*Gas Electron Multiplier*) em 1996, desenvolvida por F. Sauli [19]. Esta estrutura consiste em folhas de Kapton com cerca de 50  $\mu\text{m}$  de espessura onde são depositados eléctrodos metálicos nas duas faces. A folha é furada com buracos de aproximadamente 70  $\mu\text{m}$  de diâmetro. Com a aplicação de potenciais entre os eléctrodos o campo nos buracos aumenta até permitir o regime de multiplicação de carga. [1]

Destas duas estruturas surgiu a MHSP. Nesta estrutura, após a multiplicação na GEM, os electrões são guiados para uma fita de ânodo tal como na MSP, onde ocorre uma segunda multiplicação de carga.

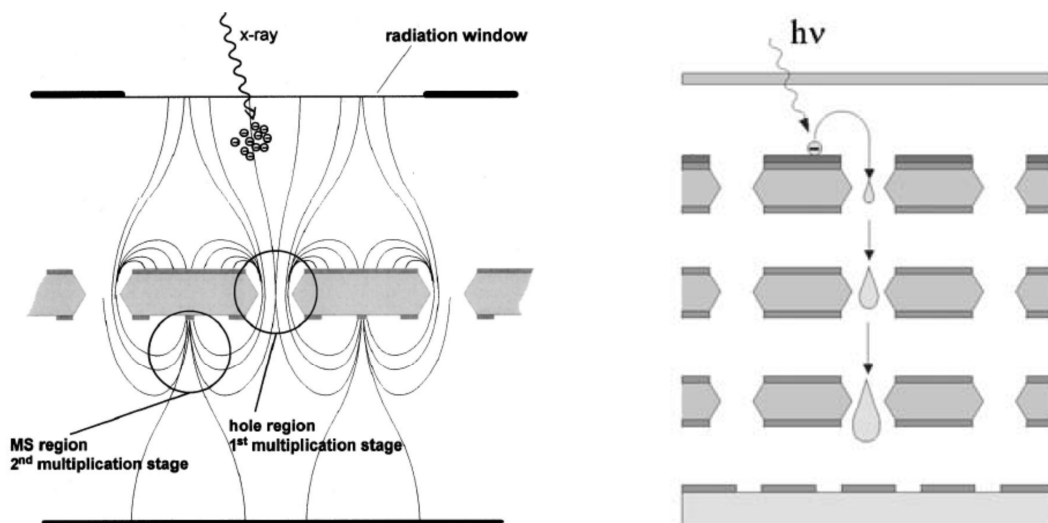


Figura 7 - Esquema de uma MHSP (esquerda) [20] e representação de um detetor de três estágios de multiplicação por GEM com fotocátodo refletivo no topo (direita) [5].

As GEM são vulgarmente dispostas em série até três unidades (Figura 7). Esses detetores apresentam ganhos elevados de mais de  $10^5$  com potenciais moderados entre as estruturas e usufruindo de maior estabilidade, operando nos gases apropriados. [1, 2]

Estas estruturas têm contudo o problema de serem difíceis de produzir, algo dispendiosas e delicadas. Para tentar alterar esse aspeto, a evolução dos detetores gasosos deu-se no sentido de obter estruturas equivalentes às GEM, mas com dimensões maiores. Foi nesse contexto que surgiu a *Thick GEM* (THGEM), com uma placa de circuito impresso (PCB) com uma espessura da ordem das décimas do milímetro no lugar da folha de Kapton, onde são depositados os elétrodos de Cobre. Os buracos são perfurados mecanicamente com brocas sub-milimétricas e numa pequena região ( $\sim 0,1$  mm) em torno deles, o *rim* (Figura 8), o cobre é retirado através de processos de corrosão (*etching*). Este *rim* é de extrema importância pois reduz muito a probabilidade de descargas e permite aumentar bastante os potenciais aplicados na THGEM, fazendo com que esta estrutura apresente ganhos ainda superiores à GEM. [2, 3]

À semelhança das GEM, é frequente empilhar mais de uma THGEM para obter ganhos maiores, como é exemplificado na Figura 8 à direita. No topo da primeira THGEM pode ser depositado um fotocátodo reflectivo para converter radiação em eletrões, como é o caso do detetor estudado.

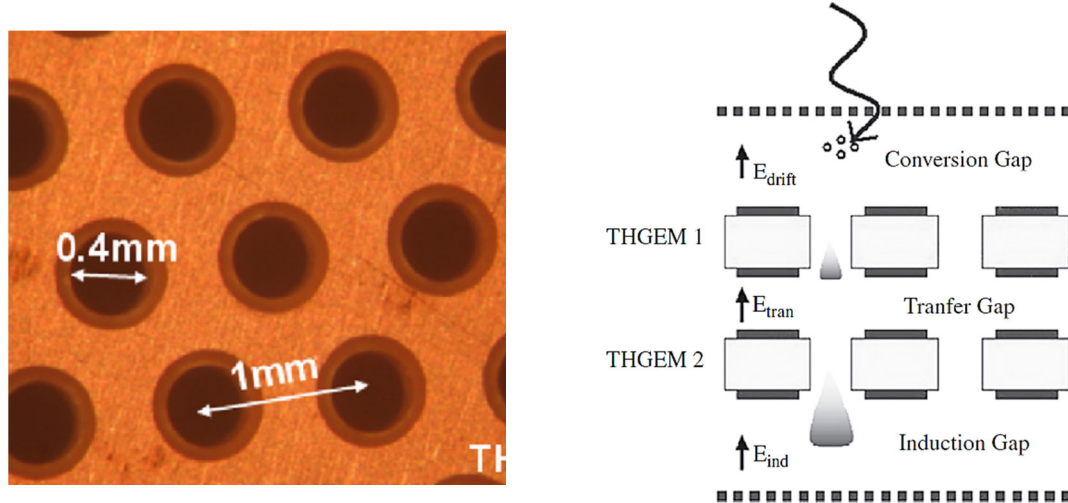


Figura 8 - Fotografia de uma THGEM (esquerda) e de um detetor gasoso com duas THGEM (direita). [2]

Em cima da primeira estrutura, a alguma distância, deve ser colocado um plano de polarização que pode ser conseguido através de uma rede (*grid*) para estabelecer o campo elétrico nesta zona de deriva. Esta *grid* pode também ser usada para criar um campo de deriva para otimizar a extração de eletrões do fotocátodo.

Entre duas estruturas existe uma região designada por zona de transferência. Nessa zona é fundamental aplicar um campo de algumas centenas de V/cm para assegurar que todos os eletrões gerados numa multiplicação seguem de modo eficiente para a estrutura seguinte.

Após a última estrutura existe uma zona de indução entre esta e uma placa de recolha da carga, denominada de *plane* ou *readout*. O sinal do detetor é obtido através do *readout*, pelo que este liga ao pré-amplificador.

À medida que o ganho destes detetores vai crescendo, o número de eletrões produzidos no seu volume também aumenta, assim como o número de iões positivos, que devido à carga oposta migram no sentido contrário dos eletrões em direção ao fotocátodo provocando o seu envelhecimento, entre outros efeitos. Por essa razão surgiu a ideia de, nos detetores usando GEM, utilizar a MHSP como uma GEM com os ânodos e cátodos invertidos, de modo a criar linhas de campo que guiam os iões para o cátodo. No mesmo sentido apareceu para as estruturas espessas a THCOBRA. [21]

A integração desta estrutura num detetor de THGEMs pode aparecer em várias configurações (Figura 9). A colocação da THCOBRA no último estágio é preterida pois isso implicaria não recolher nenhum dos iões originados nos primeiros dois estágios de multiplicação. Colocar a THCOBRA no primeiro estágio tem como desvantagem a perda de eficiência no primeiro estágio, que é muito mais prejudicial para a eficiência de recolha do detetor pois o número de eletrões existente ainda não é muito grande. No segundo estágio, colocá-la com os elétrodos voltados para a primeira estrutura tem como vantagem possibilitar a recolha mais eficiente dos iões originados na própria estrutura THCOBRA e ainda de alguns do primeiro estágio. Esta será a configuração usada neste trabalho.

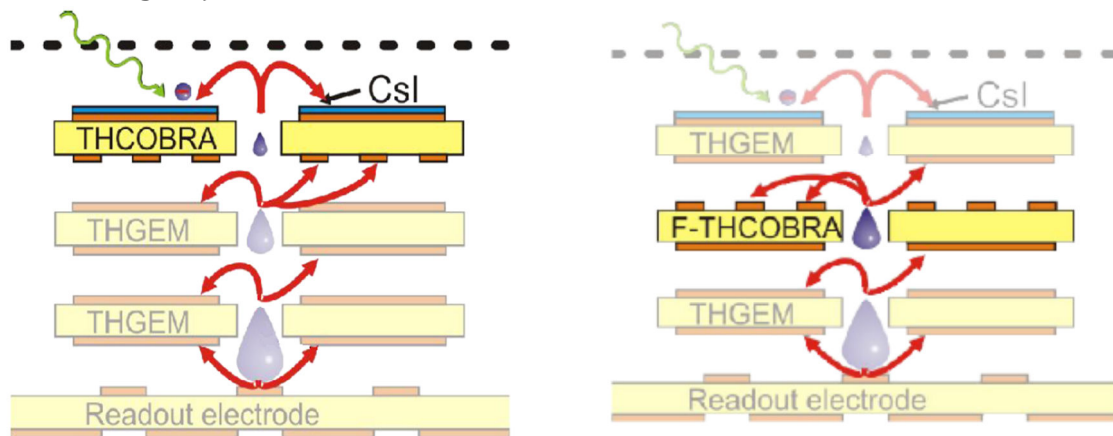


Figura 9 – Esquema de duas configurações possíveis para a THCOBRA.

#### 4.2 MODOS DE OPERAÇÃO

A radiação interage por um dos mecanismos referidos e como o tempo de interação é desprezável, a deposição de carga é considerada instantânea. A carga é depois encaminhada para a região de multiplicação e recolhida no ânodo. A maneira



como essa carga é lida dá origem a dois modos de funcionamento principais. Estes modos podem ser escolhidos consoante a aplicação (medida) que se pretende e o tipo de detetor em causa. [9]

### 4.2.1 MODO DE CORRENTE

Tal como o nome sugere, no modo de corrente lê-se directamente a corrente gerada pelo detetor. Cada partícula incidente no detetor dá origem a um impulso aproximadamente rectangular em função do tempo, cuja área integrada equivale à carga gerada ( $Q$ ). Contudo, o tempo de medição do aparelho ( $T$ ) é geralmente superior ao intervalo médio entre eventos, pelo que a medida de corrente lida ( $I(t)$ ) será na verdade uma média das correntes dos impulsos ( $i(t)$ ) que ocorrem nesse tempo, anulando assim alguma variação estatística entre eventos. [9]

$$I(t) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} i(t) dt$$

**Equação 6**

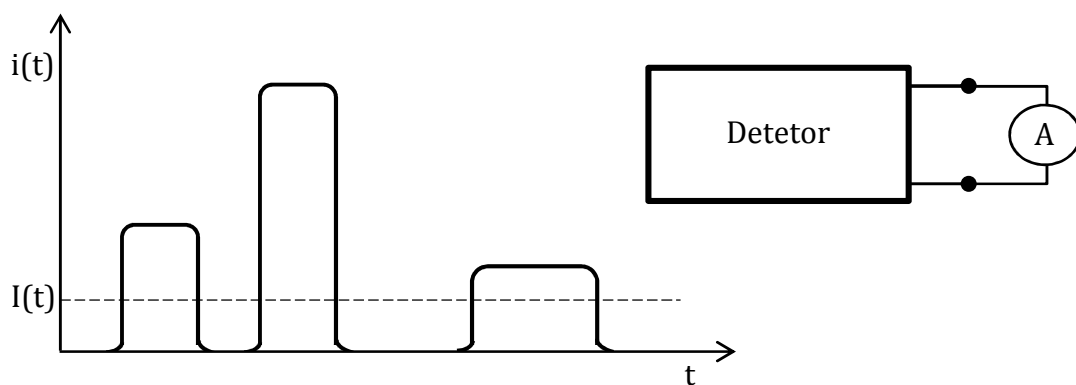


Figura 10 – Exemplo de impulsos de corrente gerados num detetor e a corrente medida. (adaptado de [9])

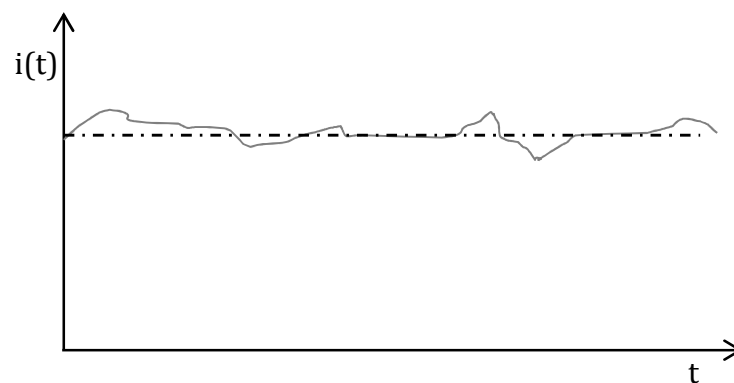


Figura 11 – Gráfico ilustrativo de medidas em modo corrente para taxas de incidência vulgares. A corrente medida aparece como uma média das medidas instantâneas. (adaptado de [9])

Estando o detetor sujeito a uma irradiação constante, a corrente gerada será dada pelo produto da taxa de radiação incidente com a carga média gerada no detetor por evento ( $\bar{Q}$ ).

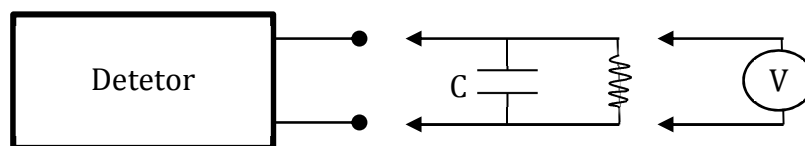
$$I_0 = r\bar{Q}$$

**Equação 7**

O modo de corrente é apenas útil quando a taxa de radiação incidente é suficientemente grande. Para pequenas taxas de incidência a corrente gerada é pequena quando comparada com a gerada pelo ruído eléctrico e portanto é difícil operar neste modo, sendo o modo de impulso o preferido. [9]

#### 4.2.2 MODO DE IMPULSO

A operação em modo de impulso consiste em converter o sinal de corrente gerado no detetor por um evento num sinal de tensão. Este tipo de conversão é feito frequentemente através de um pré-amplificador, com uma constante de tempo ( $RC$ ) bastante maior que o tempo de recolha de cargas do detetor ( $t_c$ ). [9]



**Figura 12** - Esquema de funcionamento do modo de impulso:  $R$  é a resistência de entrada do pré-amplificador e  $C$  a capacidade equivalente do detetor e pré-amplificador. [9]

A amplitude do sinal obtido corresponde à carga gerada no detetor dividida pela capacidade do pré-amplificador. Cada evento é assim tratado separadamente, sendo a distribuição de amplitudes de vários impulsos analisada com recurso a um conversor multi-canal (MCA – Multi-Channel Analyzer), após passar por um amplificador. Cada evento vai contribuir com uma contagem no canal correspondente à amplitude verificada. Assim sendo, estando por exemplo o MCA a funcionar na gama de 10 V com 1024 canais, tal significa que um sinal de 1 V representará uma contagem no canal 103.

Sendo  $RC \gg t_c$ , a corrente que percorre a resistência durante o tempo de recolha será pequena e a corrente do detetor será integrada no condensador. Isto significa que um impulso quadrado é convertido num impulso triangular, como se vê na Figura 13. O tempo de subida do impulso depende exclusivamente da largura do impulso em corrente, ou seja do tempo de recolha da carga no detetor, não sendo influenciado pelos parâmetros do pré-amplificador. A rampa de descida, por outro lado, corresponde à descarga da tensão imposta no condensador para a resistência, dependendo exclusivamente da constante de tempo do circuito. [9]

$$V_{max} = \frac{Q}{C}$$

Equação 8

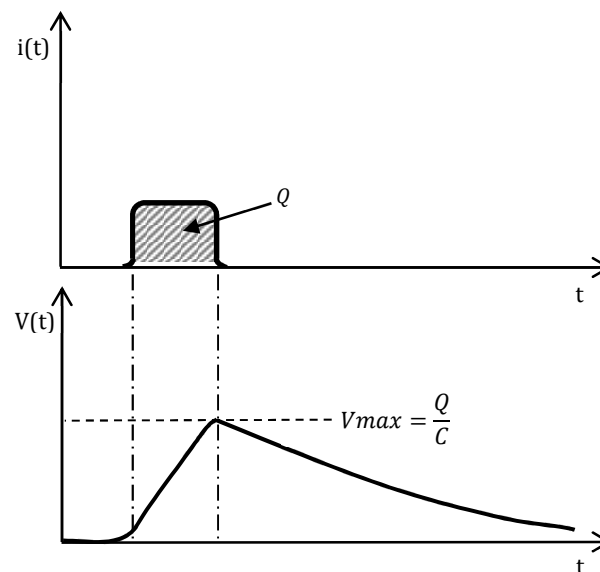


Figura 13 - Exemplo de impulso de corrente originado no detetor e correspondente impulso integrado.

O modo de impulso apresenta vantagens relativamente ao modo de corrente pois preserva a informação de cada impulso, além de permitir estabelecer uma amplitude mínima para os impulsos considerados (*threshold*), permitindo eliminar em grande parte o ruído. As desvantagens são o limite de taxa de incidência de radiação, já que para intensidades muito elevadas a electrónica não consegue responder eficientemente a todos os impulsos. Para taxas elevadas aumenta também a probabilidade de dois eventos ocorrerem demasiado próximos e o sistema de análise não os distinguir, contabilizando-o como um impulso com amplitude correspondente à soma dos dois eventos verdadeiros, fenómeno designado por empilhamento (*pile up*). [9]

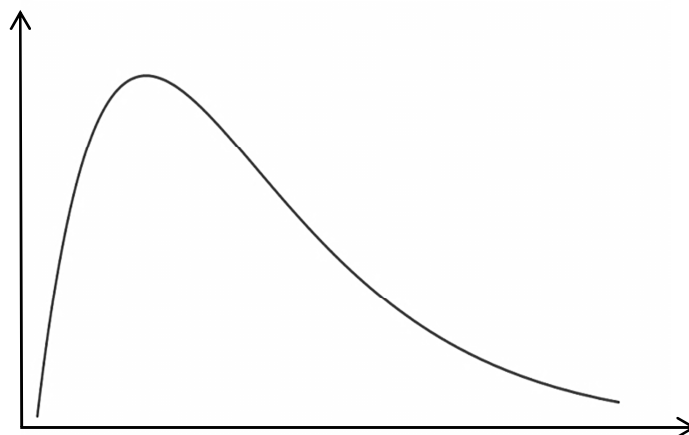


Figura 14 - Gráfico ilustrativo da forma da distribuição de Polya.

Num detetor de THGEMs como o estudado, cada impulso tem origem num único evento (deteção de fotoeletrão único). Nestes casos, a distribuição de impulsos final tem a forma da função de Polya, dada pela Equação 9. [21-23]

Contudo, na zona da direita da distribuição, que corresponde aos sinais de maior amplitude no caso de um espectro, a distribuição aproxima-se a uma curva exponencial, que em escala logarítmica aparece como uma reta. Este aspeto torna a operação e a obtenção de alguns resultados com estes detetores mais fácil, como se verá adiante na determinação da eficiência relativa de recolha do detetor. [21]

$$P(q) = qe^{-\frac{q}{Q}} \qquad \text{Equação 9}$$



## 5 SISTEMA EXPERIMENTAL

### 5.1 DESCRIÇÃO DO DETETOR

O detetor deste trabalho é constituído por três estruturas empilhadas. A primeira e a terceira são THGEM's, intercaladas por uma THCOBRA. Estas estruturas têm especificações semelhantes, com exceção da última THGEM que possui dimensões maiores, quer do *pitch* (distância entre buracos vizinhos mais próximos) quer dos buracos e espessura (ver Tabela 2). A escolha da última estrutura não é muito importante no presente caso uma vez que se pretende estudar tipicamente os efeitos da primeira THGEM e da THCOBRA no desempenho geral do detetor, ficando o papel da última como simples multiplicador de carga.

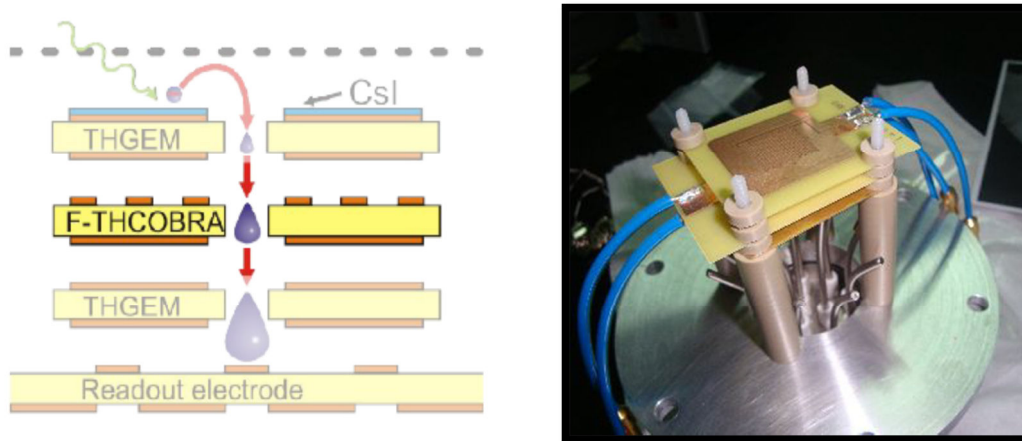


Figura 15 – esquerda: Esquema dos constituintes do detetor, as setas vermelhas representam linhas de campo, as “gotas” azuis representam as avalanches de eletrões, e a seta ondulatória verde representa um fóton incidente; direita: fotografia do interior do detetor na fase de montagem, ainda sem a primeira THGEM (THCOBRA no topo).

Tabela 2 - Características das estruturas utilizadas no detetor

	Pitch (mm)	Diâmetro do buraco (mm)	Rim (mm)	Espessura (mm)
THGEM 1	1,0	0,3	0,1	0,4
THCOBRA	1,0	0,3	0,1	0,4
THGEM 2a	1,0	0,5	0,1	0,4
THGEM 2b	1,3	0,7	0,1	0,8

No topo das estruturas, a 2 mm da primeira, encontra-se uma *grid*, que se encontrará sempre ao mesmo potencial do topo da primeira estrutura (conduzindo a um campo de deriva nulo), à exceção de um passo na medição de IBF que explicaremos à frente. Por baixo das estruturas encontra-se o *readout* ou *plane* ao mesmo potencial da parte de baixo da última estrutura (campo de indução nulo).

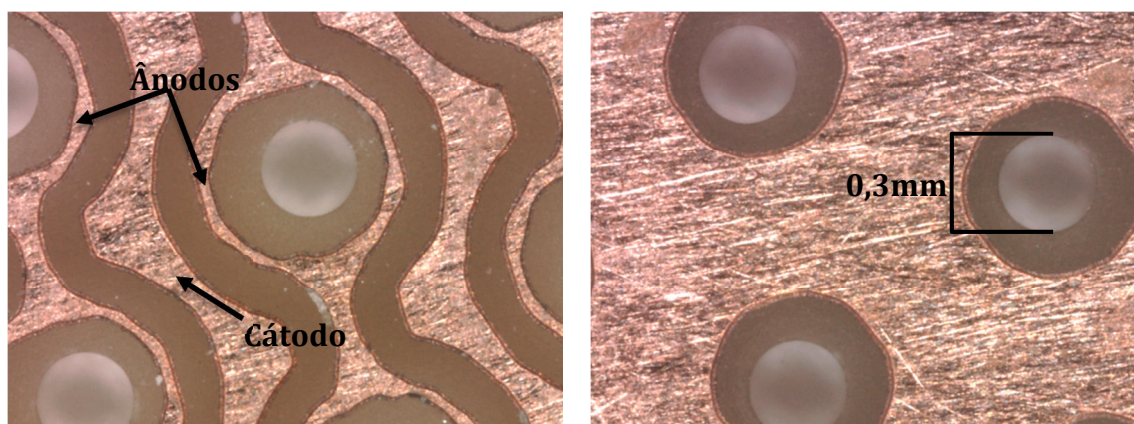


Figura 16 - Fotografia dos eléctrodos da THCOBRA (esquerda) e do topo (direita).

A Figura 16 mostra a fotografia da estrutura THCOBRA utilizada no detetor. Os buracos são uniformes e bem desenhados, mas os eléctrodos da cobra não são muito regulares, apresentando vértices demarcados nalguns casos e variação de largura. De facto, o *rim* da estrutura não só aparenta ser maior do que seria de esperar, pela sua relação com o diâmetro dos buracos, como é quase sempre descentrado em relação a estes. Este efeito pode resultar em alterações da uniformidade dos campos originados nos buracos da estrutura. Do lado do topo apenas o *rim* é um defeito.

No topo da primeira estrutura foi depositada por evaporação térmica em vazio um filme fino de CsI que constitui o fotocátodo. A deposição foi feita num círculo de 2 cm de diâmetro e o sistema de controlo de espessura do filme da câmara de evaporação indicou que a espessura final do filme foi de 500 nm, valor tipicamente usado suficiente para a eficiente extração dos eletrões. Após a deposição, o enchimento da câmara foi feito com Azoto puro, para reduzir a deterioração do CsI ao mínimo, até ser colocado no detetor.

No restante trabalho, para facilitar a referência a partes distintas do detetor, iremos adotar, quando necessário, uma nomenclatura mais simples que consiste em designar, o topo da primeira estrutura por Top1, a parte de baixo dessa mesma estrutura por Bot1 (bottom), o topo da terceira estrutura por Top3 e finalmente o fundo dessa mesma estrutura por Bot3. Para a THCOBRA referimo-nos geralmente aos eléctrodos em separado, sendo o que se encontra mais perto do buraco o ânodo e o mais interior o cátodo (ver Figura 16 à esquerda e na Figura 15 à esquerda, identificados pelas letras A e C). A parte da THCOBRA que fica voltada para a terceira estrutura, contudo, é designada por topo (ou Top) da THCOBRA, por nos primeiros trabalhos com esta estrutura ela ter sido usada na posição contrária, com os eléctrodos voltados para baixo e a superfície habitual voltada para cima. Assim, a THCOBRA nesta configuração está invertida, e para coerência com os restantes trabalhos aquela face será considerada como o Top.

As estruturas encontram-se separadas por pequenos isoladores de 3 mm de espessura. O campo de transferência é assim calculado pela diferença de potencial entre as faces de cima e de baixo dividido pela distância. Por exemplo, uma diferença de 100 V corresponde a um campo de 333 kV/cm.

Os potenciais aplicados nas estruturas variam nas várias medidas dependendo do objetivo, mas alguns aspectos mantêm-se semelhantes. Para evitar que o detetor tenha nalguns pontos potenciais demasiado elevados que originam descargas e tendo em conta as limitações das fontes de alta tensão, as tensões no detetor foram distribuídas com o Top da THCOBRA a assumir o potencial de valor absoluto mais baixo. Não há razão particular para escolher esse ponto a não ser o facto de se encontrar sensivelmente a meio da distribuição de potenciais e portanto se adequar ao objetivo. O potencial poderá ser mesmo nulo (terra) ou de alguns Volt consoante o caso.

No resto do detetor, os potenciais são negativos para cima do Top da THCOBRA, ou seja nos elétrodos desta, no Bot1 e no Top1 e *grid*. No Top3, Bot3 e *plane* serão aplicados potenciais positivos. Serão usadas três fontes de alta tensão:

- duas CAEN N471A, cada uma com dois canais
- uma CAEN N1470, com quatro canais controlados remotamente por USB

Para uma redução do ruído intrínseco às fontes, um conjunto de filtros RC foi usado, consistindo numa resistência e num condensador em paralelo numa configuração passa baixo. A ligação ao *plane* não pode ser filtrada pois anularia a deteção dos impulsos.

O sinal recolhido era conduzido para um pré-amplificador Cremat CR110 e posteriormente amplificado num amplificador Canberra Amplifier 2022. Neste último, o *shaping* que diz respeito ao tempo de integração do impulso foi mantido em 1  $\mu$ s. O sinal era finalmente obtido pelo MCA, neste caso um Pocket MCA Amptek 8000A.

Para permitir o cálculo do ganho dos impulsos o sistema eletrónico teve de ser calibrado. Tal foi feito usando um gerador de impulsos e um condensador, que debitavam no pré-amplificador uma carga bem conhecida. Assim foi possível atribuir a cada canal do MCA uma carga conhecida. Dividindo a carga pela carga elementar do eletrão obtemos o ganho associado a cada canal.

O gás utilizado foi uma mistura de Néon com metano, na razão de 95% para 5% respectivamente. A escolha do Néon permite o estabelecimento de ganhos elevados sem a necessidade de potenciais entre as estruturas muito elevados. O CH<sub>4</sub> contribui em outros dois aspectos essenciais. Não só permite a redução de eventos falsos e realimentação no detetor, ao absorver parte dos fótons emitidos durante des-excitações dos átomos de néon, como também aumenta a eficiência de extração de eletrões do CsI depositado na primeira estrutura. O último efeito deve-se ao aparecimento de níveis de energia rotacionais e vibracionais da molécula em causa, que absorvem a energia dos eletrões emitidos do fotocátodo que choquem com elas,



permitindo depois o eletrão seguir o campo elétrico. Na ausência de  $\text{CH}_4$ , um eletrão que choque com um átomo de Ne, devido à diferença de massas dos dois, vai não só manter a quase totalidade da sua energia como ter grande probabilidade de ser retrodisperso e voltar a ser absorvido pelo fotocátodo, não dando assim origem a um impulso no detetor. [24]

O fluxo de gás foi controlado por um controlador Bronkhorst F-201CS *mass flow controller* tendo sido mantido entre 20 e 25 mm/min. Estudos preliminares com diferentes fluxos permitiram verificar que os fluxos utilizados eram suficientes para atingir uma saturação na amplitude de resposta do detetor. Assim, não seria necessário utilizar fluxos maiores que conduziriam a desperdício de gás, o qual tem custos não desprezáveis.

O detetor foi irradiado por uma lâmpada de Hg(Ar) (Mercúrio-Argon) NewPort 6035 *Spectral Calibration Lamp*. Esta lâmpada possui três linhas principais de interesse nos 185, 187 e 194 nm [25]. Como se pode ver na Figura 2, nesta região o fotocátodo apresenta uma eficiência quântica significativa, que se perde quase na totalidade a partir dos comprimentos de onda superiores a 210 nm, pelo que as restantes linhas da lâmpada não são aproveitadas. Para comprimentos de onda inferiores a 160 nm a principal limitação vem da janela de Spectrosil B utilizada. [26]

Durante o trabalho, devido ao desgaste do fotocátodo e à necessidade de limpeza e verificação das estruturas por ter aumentado a frequência de descargas e o aparecimento de ruído, decidiu-se abrir o detetor para proceder a uma nova deposição do fotocátodo de CsI. A primeira THGEM e a THCOBRA foram mantidas, mas a última estrutura foi trocada por uma semelhante (THGEM 2b), com parâmetros ligeiramente diferentes. Esta mudança não tem grande influência nos fenómenos estudados neste trabalho, mas a discussão de resultados é feita apenas para resultados da mesma configuração, para não haver dúvidas acerca da sua validade.

## 5.2 DESCRIÇÃO DAS MEDIDAS

### 5.2.1 EFICIÊNCIA RELATIVA

A medida de eficiência relativa de recolha dos fotoeletrões consiste na avaliação da quantidade de foto-eletrões gerados no foto-cátodo que dá origem a um impulso detectado pelo MCA. O interesse desta medida prende-se na avaliação do efeito da variação de parâmetros no detetor na quantidade de informação que o detetor continua a conseguir adquirir. Em particular, esta medida tem como principal objectivo perceber o efeito da aplicação de potenciais entre os eléctrodos da THCOBRA na eficiência do detetor. Os efeitos positivos na recolha de iões não devem comprometer em demasia a eficiência de detecção, ou os benefícios apresentados serão pouco úteis.

As medidas de eficiência foram efectuadas em modo de impulso. Com recurso ao MCA obtém-se o espectro de amplitudes dos eventos, que como foi referido

apresenta uma distribuição de Polya, ou seja, com as intensidades de vários eventos a descreverem uma curva que para as maiores amplitudes é aproximadamente exponencial.

O conversor multi-canal atribui, como já foi dito, um canal a uma pequena gama de amplitudes de impulso. O número de contagens total de um espectro, portanto, corresponde ao número de eventos que o MCA considera. Através do software que controla o MCA, é possível definir uma região de interesse (ROI - region of interest) onde o gráfico se comporta de forma linear. Os eventos nessa região são os que têm origem no detetor, permitindo-nos assim ignorar contagens devidas ao ruído ou eventuais “caudas” originadas por empilhamento (pile-up).

Não é possível no sistema de que se dispõe obter o valor absoluto de fotoelétrões gerados, pelo que a medida de eficiência é efectuada tendo como referência a situação em que a diferença de potencial entre ânodo e cátodo da THCOBRA ( $V_{ac}$ ) é nula. A distribuição de amplitudes obtida nessas condições e o número de contagens da ROI definida é assim a referência para medir os efeitos das alterações posteriores. No entanto, tendo em conta um estudo [27] realizado com a mesma mistura gasosa e para a mesma configuração que utilizamos (quando  $V_{ac}=0$ ) podemos concluir que a eficiência de referência é aproximadamente 100%, logo a nossa eficiência relativa pode na realidade ser considerada absoluta.

Ao aplicar, por exemplo, um potencial entre os eléctrodos da THCOBRA, estamos não só a influenciar o campo de transferência entre a primeira THGEM e a THCOBRA como também a mudar a diferença de potencial aplicada na THCOBRA. Estes e outros efeitos em medidas de eficiência afectam o número de electrões que se perdem ao atravessar a zona estudada. Por exemplo, se a zona de transferência entre as duas primeiras estruturas for alterada para uma eficiência de 90%, tal significa que se 100 electrões resultarem da amplificação na primeira estrutura, apenas 90 (em média) chegarão à zona de multiplicação da THCOBRA, enquanto antes da alteração chegariam os 100. Contudo, para efeitos da eficiência medida neste trabalho, tal não significa que o número de contagens verificado fosse reduzir 10%. Na verdade, como o número de contagens diz respeito ao número de eventos que é recolhido no eléctrodo de leitura (*readout*) do detetor, o efeito de passarem apenas 90 electrões e não os 100 significa que apenas 90 serão multiplicados na THCOBRA, o que resulta na redução da amplitude desse impulso em 10%, mas este será recolhido e contribuirá na mesma para uma contagem, ou seja o número de contagens não se altera.

Resumindo, uma redução na transparência de uma zona do detetor resulta numa alteração do ganho total do detetor, mas não na quantidade de informação que passa, mantendo portanto o detetor a sua eficiência global. Contudo, se a redução desta eficiência local média for suficiente, aumentará a probabilidade de um dado impulso perder toda a sua informação. Se todos os electrões de um impulso se perderem, nenhum electrão chegará ao eléctrodo de leitura e não gerará portanto um impulso. Como é natural, tal implica que o efeito da alteração das eficiências locais é

mais prejudicial na zona de transferência entre a primeira THGEM e a THCOBRA do que entre a THCOBRA e a última estrutura, isto porque o número de eletrões no segundo caso é muito maior, e portanto muito menos provável perder-se toda a informação de um impulso.

Em condições em que se interfere o suficiente nos campos de transferência ou nos potenciais das estruturas, é portanto possível começar a verificar uma diminuição do número de eventos que consegue atravessar o detetor sem se perder. A quantificação dessa perda é feita pela selecção da ROI e da relação entre contagens dessa região no espectro a considerar e o espectro de referência. Se na mesma região do espectro houver uma diminuição de 10% no número de contagens, tal significa que 10% dos impulsos originados no fotocátodo na condição de referência se perdeu, ou seja, que houve uma perda de eficiência de recolha do detetor de 10%.

Para este trabalho era de interesse avaliar a influência da aplicação de potenciais entre o ânodo e o cátodo da THCOBRA. Para esse efeito atribuiu-se ao cátodo um potencial inferior (mais negativo) ao que se encontrava na referência, mantendo-se o ânodo e o topo da THCOBRA ao potencial de referência. Como consequência, o potencial aplicado à estrutura altera-se e portanto também o ganho da estrutura e o ganho total do detetor. Essa variação no ganho faz com que a distribuição de pulsos sofra uma alteração de declive (em escala logarítmica) como se esperaria dada a dependência da distribuição de Polya com o ganho. Esta mudança na distribuição não permite a correlação entre o número de contagens dos dois espectros, já que na verdade a diferença no número de impulsos recolhido se deve a variações no ganho e não na eficiência. Por isso mesmo é essencial que durante uma sequência de medidas de eficiência, o ganho do detetor, controlado pelo declive da distribuição no programa do MCA, seja mantido sempre constante. Se o declive da distribuição for mantido idêntico, a alteração no número de contagens tem de dever-se à alteração da eficiência.

Este controlo foi conseguido inicialmente através do ajuste do potencial da última estrutura THGEM 2 de modo a compensar o aumento de ganho que ocorreu sempre que se reduziu o potencial no cátodo (Figura 17). A alteração do potencial da última estrutura, já que é o último estágio de multiplicação, não contribui significativamente para a perda de eficiência pois a probabilidade da totalidade de eletrões que chega a essa estrutura se perder é muito reduzida.

Uma alternativa a este método foi o desenvolvimento de um método inovador que tratava os gráficos obtidos. Para isso foi desenvolvido um programa em Matlab que fazia o ajuste dos vários espectros ao gráfico de referência, permitindo depois fazer a comparação do número de eventos na área seleccionada. Este método apresenta várias vantagens, entre as quais se destaca a elevada redução do tempo de medição, e simplificar significativamente o processo de medida. Também deixa de ser necessário o ajuste (tentativa e erro) do potencial da última estrutura THGEM para que o ganho se mantivesse constante, processo este bastante moroso. O facto de as

medidas serem efectuadas num menor intervalo de tempo permite ainda reduzir a variação do ruído entre medições, bem como de outros factores como eficiência e ganho.

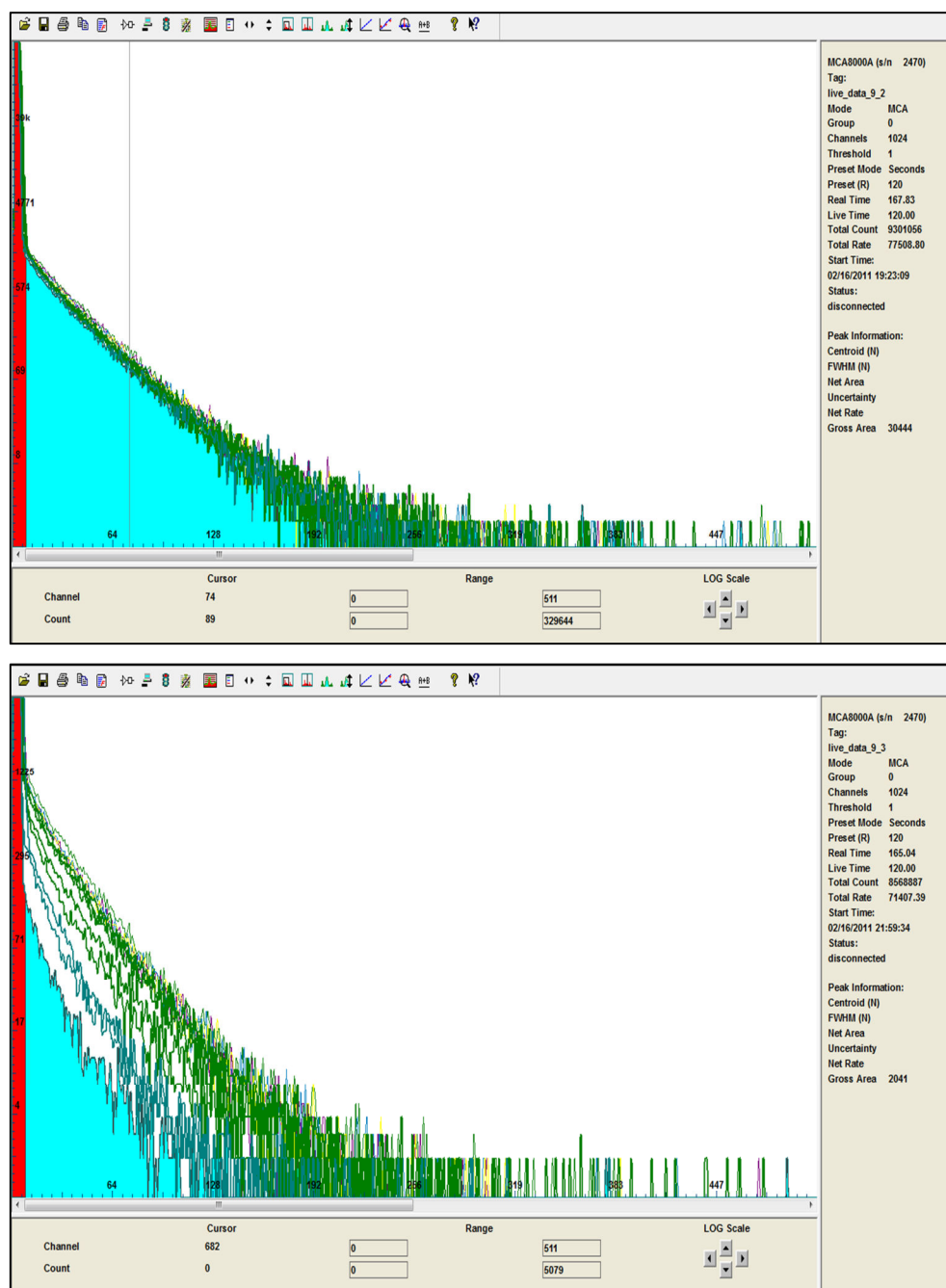


Figura 17 - Imagem do Software de recolha de dados do MCA numa medida de eficiência relativa de recolha do detetor. Durante a medida é importante manter o declive dos espectros constante (linhas paralelas), indicando que o ganho global do detetor se mantém constante.

As desvantagens deste método prendem-se com a variação de alguns aspectos como o ruído e a forma do espectro, bem como a mudança nas ROI, em que o programa que está feito para umas condições não se adapta bem a todos os casos, e pode precisar de um ajuste manual de alguns parâmetros.

De uma forma sucinta, o ajuste do ganho pela rotina em Matlab é feito através de uma transformação das abcissas do espectro, ou seja, do número de canais. Relembre-se que em escala logarítmica, a zona de interesse do espectro é aproximadamente linear, sendo o ganho dado pelo declive.

Em primeiro lugar, como o espectro está distribuído por canais representados por números inteiros, torna-se importante para o tratamento posterior que as contagens de cada canal sejam distribuídas por um número de canais  $N$ , distribuídos uniformemente entre o canal respectivo e o imediatamente superior. O número de contagens de cada canal secundário será igual ao número de contagens do canal inicial a dividir por  $N$ , de tal modo que a soma das contagens desses canais preserve o número de eventos original. Quanto maior o número  $N$  mais preciso e suave será o ajuste, mas também mais pesado será o cálculo. Verificou-se que um valor de  $N$  igual a 50 era suficiente para o que se pretendia.

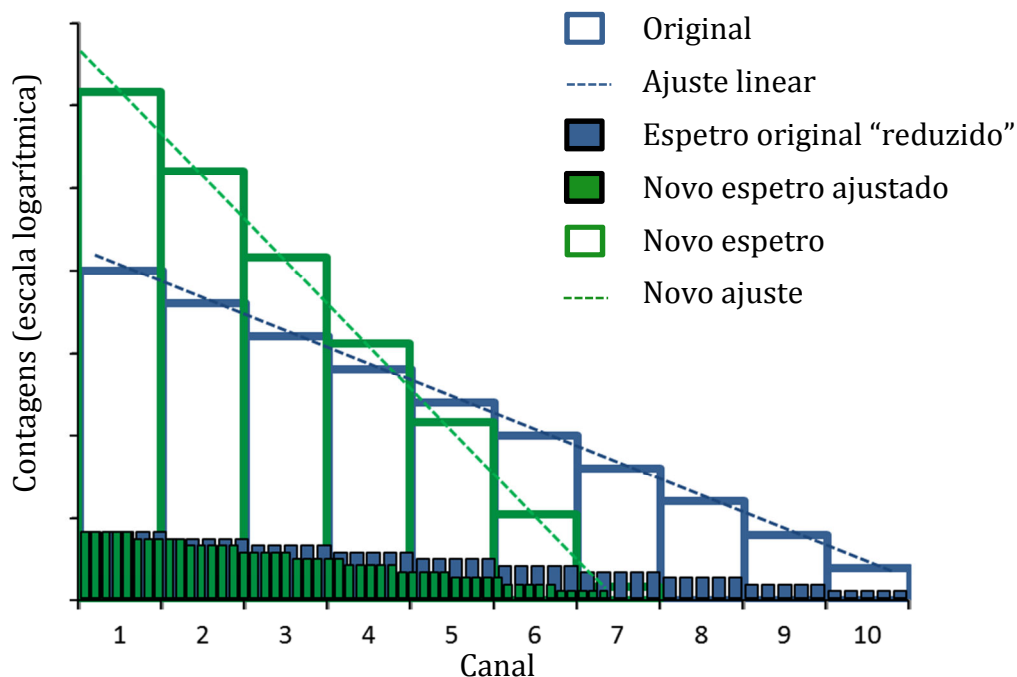


Figura 18 - Ilustração de como se processa o ajuste na função desenvolvida. Ajuste para um fator  $k=0,7$ .

Em segundo lugar, o *script* multiplica o vector dos canais do espectro a ajustar por um factor real  $k$ , que “encolhe” ou “estica” o gráfico consoante este parâmetro é menor ou maior que 1, respectivamente. Pegando então nos novos

canais, faz-se a operação contrária à inicial, atribuindo a cada canal inteiro as contagens dos canais fracionários entre ele e o valor acima. A nova distribuição tem o mesmo número de contagens que a inicial, mas apresenta um declive diferente, resultado da transformação.

Na Figura 18 ilustra-se o modo como o ajuste se processa. Começando no espectro original a azul, obtém-se um espectro distribuído mais pequeno com o mesmo número de contagens. Este é depois ajustado por um factor (neste caso 0,7) que encolhe este espectro para o novo espectro ajustado. Finalmente é reconstruído o espectro correto somando-se as contagens em cada canal (a verde).

O ajuste para o declive pretendido é feito através do chamado método da bissecção. São escolhidos 2 valores de  $k$  que abrangem uma gama de declives suficientemente grande para incluir a referência, bem como o seu valor médio. Fazendo o ajuste linear pelo método dos mínimos desvios quadráticos para os três valores de  $k$  e a diferença entre os declives obtidos e a referência, pelo teorema de Bolzano, a solução de  $k$  para a qual os declives são iguais encontra-se entre os dois valores para os quais a diferença tem sinais contrários (cujo produto é negativo). O programa escolhe esses dois valores como o novo intervalo, e até atingir um critério de paragem, tipicamente escolhido como um erro do declive relativamente à referência inferior a 1%, vai afinando o valor de  $k$ .

Finalmente, o programa apresenta todos os gráficos obtidos e solicita a selecção da ROI para desenhar o gráfico da eficiência relativa.

A eficiência de recolha é obtida pela seguinte fórmula, onde  $A$  é o número de contagens (área) da ROI da referência e da medida em causa ( $A_{ref}$  e  $A_i$  respetivamente).

$$E_{col,i} = \frac{A_i}{A_{ref}} \quad \text{Equação 10}$$

### 5.2.2 ION BACK-FLOW

A medida de IBF é obtida em modo de corrente, com dois multímetros ligados a resistências de 10 MΩ. Pela lei de Ohm, 1 mV nessa escala corresponde portanto a 100 pA.

O processo de multiplicação de eletrões no detetor por ionização do gás leva ao aparecimento do mesmo número de iões, que seguem o campo elétrico no sentido oposto ao dos eletrões. Alguns destes iões perdem-se em diferentes zonas do detetor, mas uma elevada percentagem segue o campo até ao fotocátodo, contribuindo para o seu envelhecimento. O IBF é assim a quantidade de iões que atinge o fotocátodo ( $I_{PC}$ ) por comparação à quantidade de eletrões que é recolhida no *readout* ( $I_A$ ).

$$IBF = \frac{I_{PC} - I_{PC0}}{I_A} \quad \text{Equação 11}$$

Para obter a corrente de íons que atinge o fotocátodo é preciso retirar a contribuição da corrente  $I_{PC0}$  de elétrons ejetados pela incidência dos fótons (como são cargas opostas em movimentos contrários dão origem a uma corrente do mesmo sinal). Esta corrente de elétrons, para ganhos usuais, é muito inferior à de íons, pelo que na maior parte dos casos pode ser desprezada.

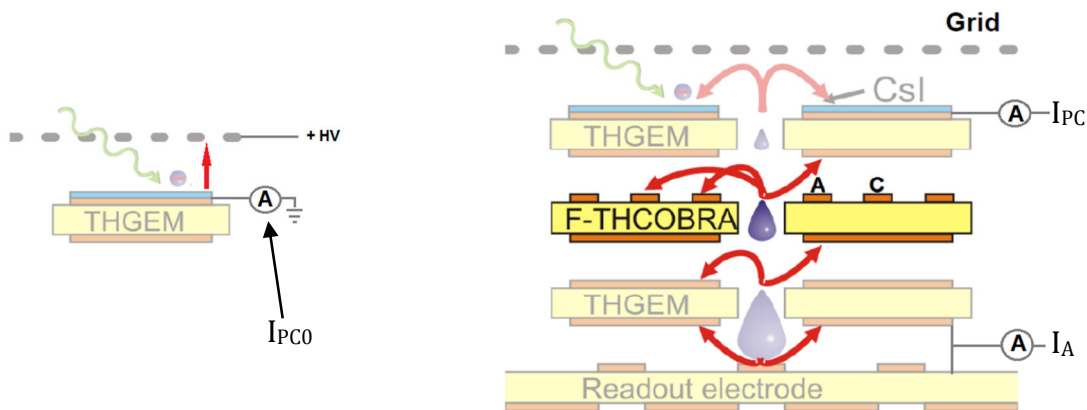


Figura 19 - Esquema das medidas do  $I_{PC0}$  (esquerda) e do  $I_{PC}$  e  $I_A$  (direita) que permitem calcular o IBF.

A medida de IBF é feita em dois estágios, com ligações diferentes. Num primeiro estágio é medida a  $I_{PC0}$  através da aplicação de um potencial na *grid* do detector, e medindo a corrente ejetada do topo da primeira THGEM para a terra, como ilustrado na Figura 19 à esquerda. À medida que este potencial aumenta, a corrente no fotocátodo aumenta até que se atinge o patamar de extração máxima de elétrons, de forma idêntica ao que se referiu para uma câmara de ionização. Após este ponto, aumentando um pouco mais a diferença de potencial entre o Top1 e a *grid* aumenta a velocidade conferida aos elétrons e começam a ocorrer colisões inelásticas com o gás, criando fótons de cintilação que originam um processo de realimentação que aumenta muito a corrente observada. O ponto de interesse é o de inversão, pois indica o limiar de corrente no fotocátodo, imediatamente antes da realimentação.

Para o estágio seguinte é necessário, com o máximo cuidado para não mover o detector ou a lâmpada ou qualquer elemento que possa alterar as condições em que se efetuou a medida anterior, trocar as ligações para as que permitem o controlo do detector nas condições usuais de operação (Figura 19 à direita). Nestas condições é possível medir simultaneamente a corrente no fotocátodo ( $I_{PC}$ ) e no *readout* ( $I_A$ ), e assim calcular o IBF. Após as ligações estabelecidas, o potencial nas estruturas é aumentado gradual e uniformemente no detector até que no ânodo ou cátodo se verifique uma corrente superior a 10 nA. Quando esse valor é ultrapassado, os valores medidos são registados e coloca-se um atenuador entre a lâmpada e a janela do detector, sendo os novos valores registados de imediato, permitindo o cálculo de um fator de correção dos valores obtidos a partir daí para o cálculo correto do ganho. A razão para a colocação do atenuador deve-se ao excesso de corrente nas estruturas,

que origina distorções dos campos, para além de descargas e a possível danificação das estruturas. Até se chegar aos potenciais tipicamente usados pode ser necessário aplicar três a quatro atenuadores.

Qualquer uma das correntes medidas é obtida com controlo da corrente de fuga presente, ou seja, em cada medida é tapado o detetor para que se verifique a corrente que o detetor apresenta devido ao ruído elétrico ou de outro tipo. Esta corrente é depois subtraída ao valor medido na medição sob irradiação.





## 6 RESULTADOS

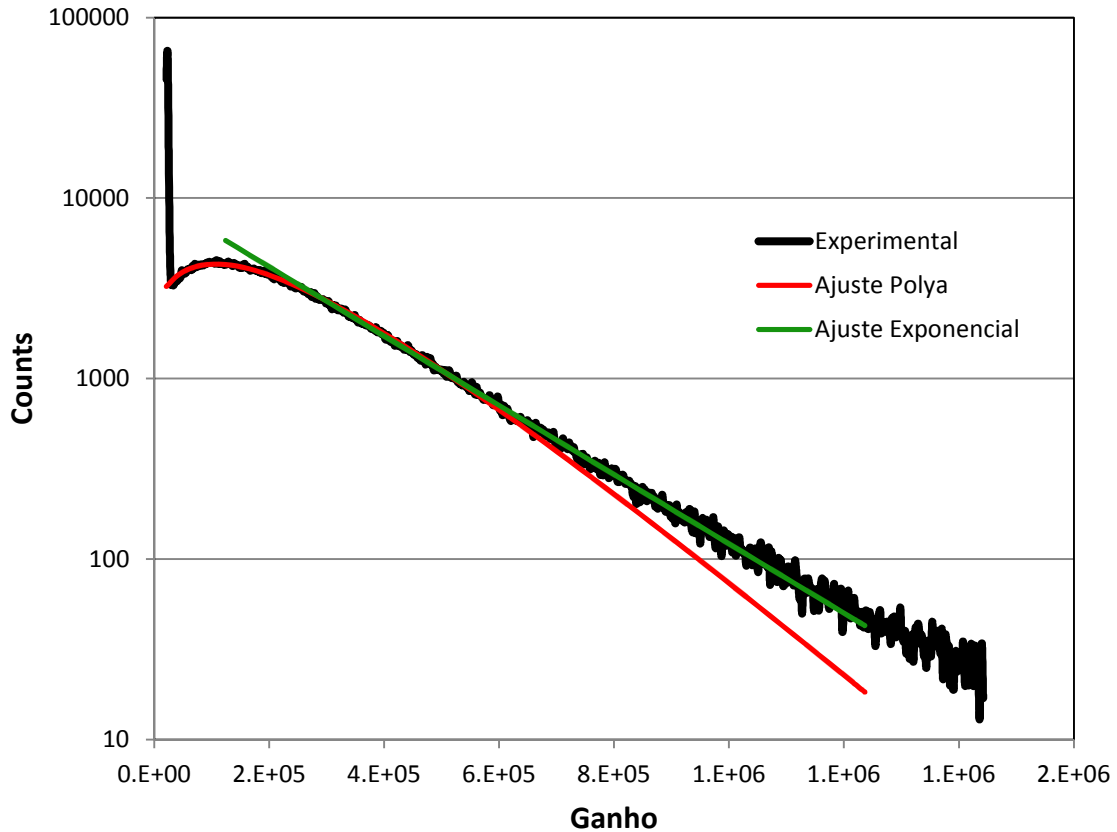


Figura 20 – Espectro obtido no detetor, em escala logarítmica, com um tempo de aquisição de 120 s. Potenciais: THGEM 1 e THCOBRA = 595 V; THGEM 2 = 590 V. Campo entre primeira THGEM e THCOBRA = 1 kV/cm. Campo entre THCOBRA e THGEM 2 = 666 kV/cm.

Na Figura 20 apresenta-se a preto um espectro observado no nosso sistema, para um ganho elevado (da ordem dos  $10^5$ ). As diferenças de potencial aplicadas nos buracos das várias estruturas foram de 595 V para as primeiras duas e de 590 V para a última. Estes potenciais eram já muito perto do limite experimental verificado, pois para tensões ligeiramente superiores a 600 V a ocorrência de descargas já se tornava visível. Os campos de transferência foram de 1 kV/cm no primeiro (entre a primeira THGEM e a THCOBRA) e 666 kV/cm no segundo. O detetor apresenta um ganho tão elevado e o ruído está tão otimizado (pico no início do espectro) que a forma da distribuição de Polya é bem visível, o que não é sempre possível devido ao ruído e às limitações do ganho.

Usando a ferramenta do Matlab para ajuste de funções, procedeu-se ao ajuste do espectro pela função de Polya (Equação 12) e por uma curva exponencial, esta última apenas para a zona de impulsos (Equação 13). Os parâmetros  $a$  e  $c$  são apenas

para permitir o ajuste à posição e amplitude do espectro e  $Q$  o ganho médio de uma distribuição. O Matlab tenta encontrar os melhores valores para esses três parâmetros que permitem o ajuste aos dados experimentais.

$$P(q) = a(q + c)e^{-\frac{(q+c)}{Q_1}} \quad \text{Equação 12}$$

$$E(q) = ae^{-\frac{(q+c)}{Q_2}} \quad \text{Equação 13}$$

Como se pode ver, a função de Polya ajusta muito bem a distribuição de amplitudes, apesar de um pequeno desvio para maiores amplitudes. Esta diferença, contudo, não é muito significativa, como se pode ver pelo gráfico em escala linear (Figura 21).

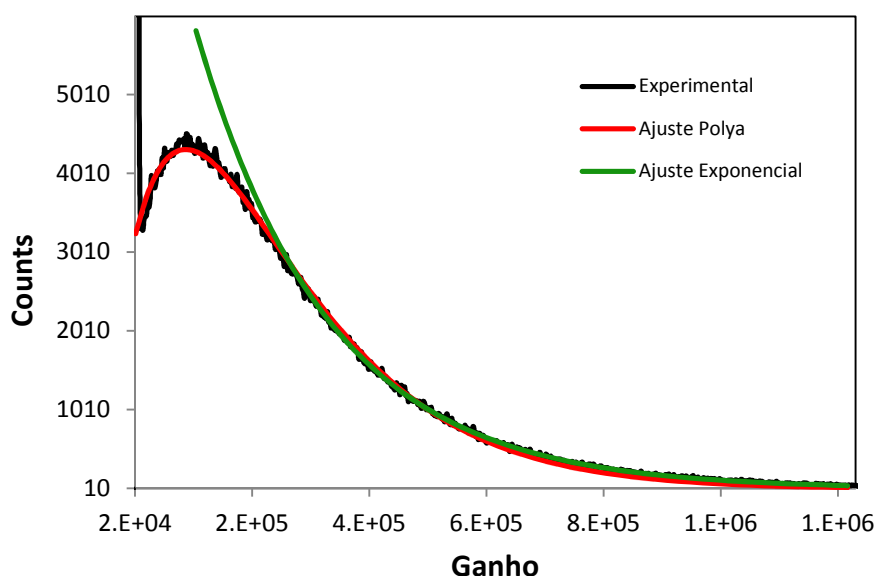


Figura 21 – Espectro em escala linear, com os respectivos ajustes.

O ajuste exponencial, apesar de não poder representar a curva inicial, produz um ajuste muito mais preciso dos impulsos de maior amplitude, que aparecem com uma linearidade notória.

Pelo ajuste de Polya, o ganho obtido é de  $1,5 \times 10^5$  enquanto pelo ajuste exponencial o ganho chega aos  $2,3 \times 10^5$ , refletindo o melhor ajuste dos eventos de maior ganho. Tendo isso em conta, o ajuste exponencial será o preferido para o cálculo do ganho médio dos espectros.

Para estudar o comportamento do detetor em termos de ganho quando aplicado um potencial crescente nas estruturas, efetuaram-se várias medidas de espectros aumentando a diferença de potencial aplicada entre o Top e o Bottom de cada estrutura, estando as três sempre sujeitas à mesma diferença. Como se vê na figura Figura 22, os espectros deslocam-se para as zonas de maior ganho com o aumento do potencial, e o declive diminui (em termos absolutos), tal como seria de prever pela função de Polya (Equação 9).

Pelo ajuste exponencial obtêm-se para os diferentes espectros o ganho do detetor, verificando-se que o aumento do mesmo em função do potencial em cada uma das estruturas é exponencial, Figura 23. Como as estruturas se encontram todas com a mesma diferença de potencial em cada medida, o potencial total aplicado ao detetor é simplesmente o triplo do potencial de cada uma (mantendo os campos de transferência e indução constantes), pelo que o comportamento é o mesmo.

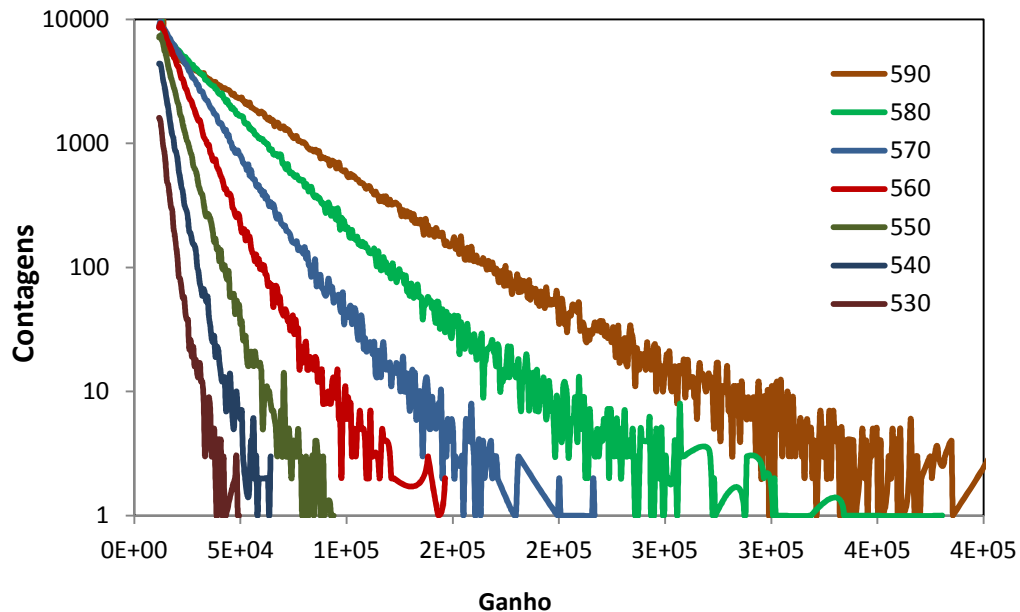


Figura 22 – Espectros obtidos com o aumento do potencial nas três estruturas. Campo de transferência entre THGEM 1 e THCOBRA de 333 kV/cm e entre THCOBRA e THGEM 2 de 666 kV/cm. Contagens em escala logarítmica.

De seguida procedeu-se ao estudo da eficiência relativa do detetor (que como vimos atrás, para certas condições pode ser considerada como absoluta) quando aplicada uma diferença de potencial entre o ânodo e o cátodo da THCOBRA (Vac). Embora não fizesse parte do objetivo inicial, estudou-se a aplicação tanto de potenciais Vac positivos como negativos.

Na Figura 24 apresenta-se o resultado para um campo de transferência de 333 kV/cm entre a primeira THGEM e a THCOBRA. Como se pode verificar, o aumento do potencial Vac tem como consequência a perda de eficiência a partir de potenciais superiores a 150 V. Contudo, até cerca de 130 V o detetor mantém a eficiência total de deteção. Para potenciais negativos, o mesmo efeito se verifica, pois tal como o cátodo, o ânodo interfere igualmente no campo de transferência ao se aproximar da tensão do Bot1.

Podemos verificar que a queda de eficiência começa a ser mais notória a partir do momento em que a tensão de um dos elétrodos ultrapassa a do bottom da THGEM 1, momento em que começa a poder existir uma inversão de campo.

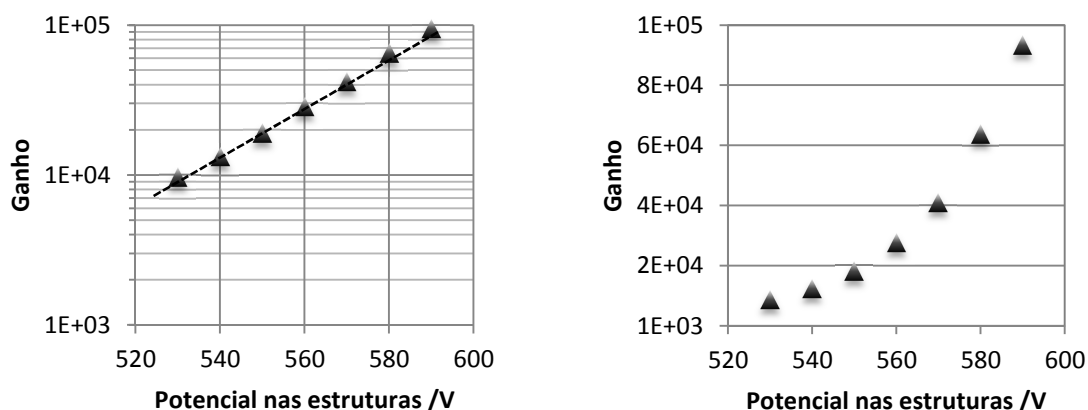


Figura 23 – Aumento do ganho em função do potencial entre o Top e o Bottom das três estruturas, em escala logarítmica (esquerda) e linear (direita)

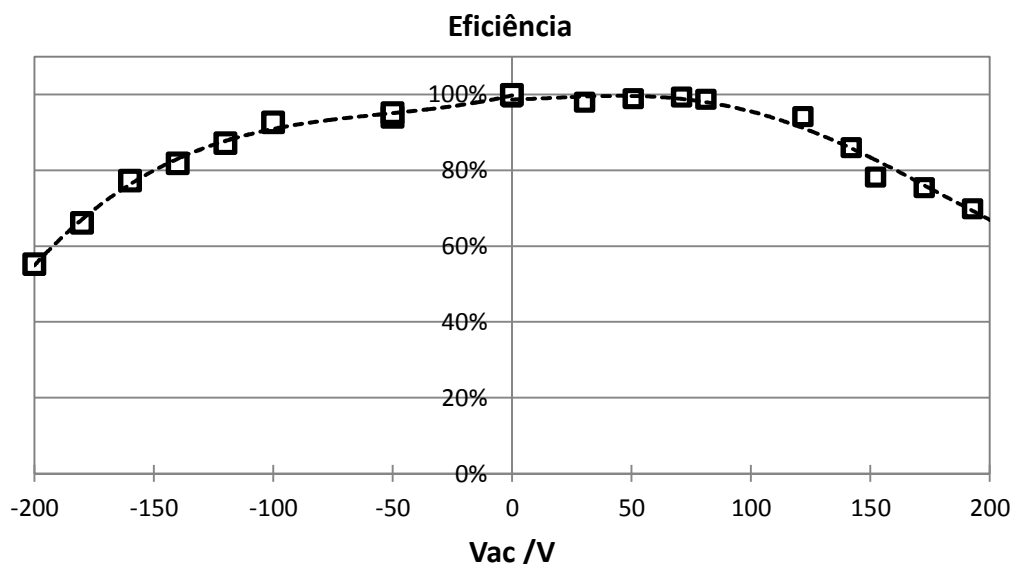


Figura 24 – Gráfico da eficiência de detecção relativa para campo de transferência de 333 kV/cm entre a THGEM 1 e THCOBRA. O potencial aplicado nessas duas estruturas era de 550 V.

O estudo da eficiência de detecção relativa para diferentes campos de transferência comprova essa hipótese. Para um campo de transferência de 666 kV/cm (diferença de potencial entre Bot1 e Top2 de 200 V) o detector mantém a eficiência total praticamente até  $V_{ac}=300$  V, começando a perder eficiência mais uma vez no momento da inversão de campo, neste caso para  $V_{ac}=200$  V.

Estudou-se também a influência dos potenciais das primeiras duas estruturas na eficiência relativa, cujo resultado se apresenta na Figura 26. Tal como se esperaria, um aumento do potencial da primeira estrutura tem como consequência um aumento do ganho dessa estrutura, e portanto um maior número de elétrons resultante da multiplicação. Isso faz com que seja menos provável que um impulso se perca e

portanto que a eficiência de ressolha diminua. Os resultados não são no entanto plenamente conclusivos, pois a diferença não é muito significativa e os resultados intermédios parecem oscilar entre um e outro extremo.

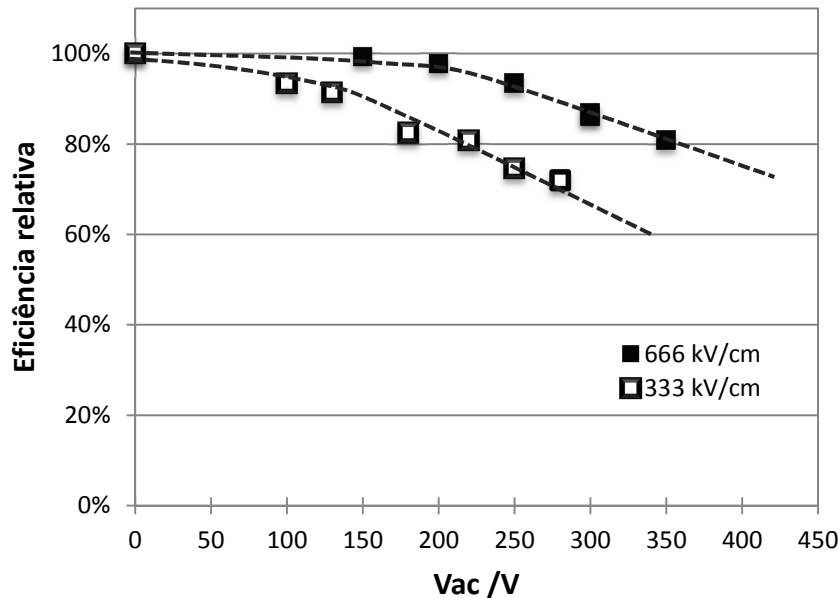


Figura 25 – Medidas de eficiência relativa para dois campos de transferência. As estruturas têm tensões aplicadas de 550 V.

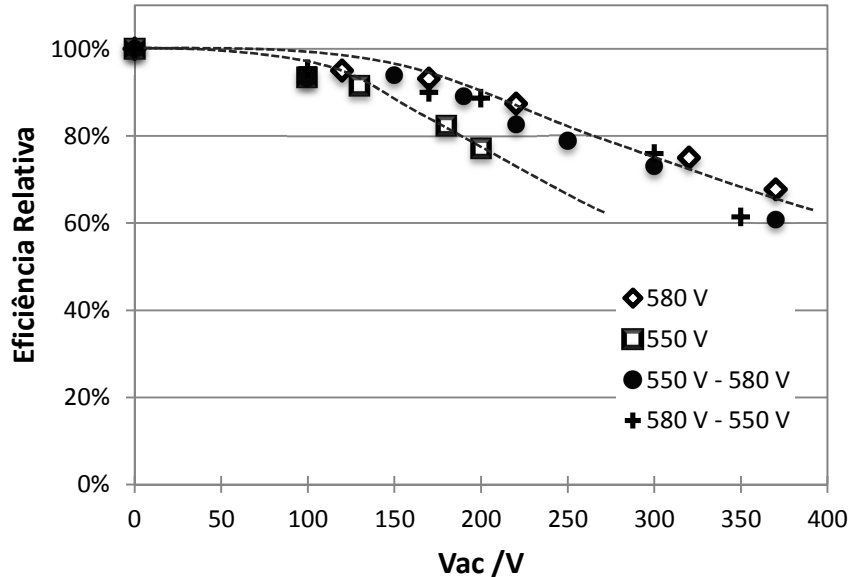


Figura 26 - Influência dos potenciais nas primeiras duas estruturas na eficiência relativa do detetor. Medidas para 666 kV/cm de campo de transferência entre THGEM 1 e THCOBRA, com potenciais aplicados de 580 V para ambas (580), 550 V para ambas (550), 550 V para a THGEM 1 e 580 para a THCOBRA (550 – 580) e vice-versa.

Procedeu-se então ao estudo do desempenho da THCOBRA na recolha de iões e redução do IBF no detetor. Para isso foi preciso medir a corrente de eletrões extraída no fotocátodo, para permitir o cálculo da corrente de iões. O resultado para uma dessas medidas apresenta-se na Figura 27. Tal como se previa, a corrente de eletrões no fotocátodo aumenta com o aumento do campo de deriva, com tendência a estabilizar quando se atinge o máximo de eficácia de extração. Contudo, a partir de campos suficientes, os eletrões são ejetados e acelerados com energia suficiente para provocar cintilação no gás, gerando fótons que podem incidir novamente no fotocátodo e dar origem a mais eletrões, criando um fenómeno de realimentação, ilustrado pelo aumento de corrente no fotocátodo. Para campos mais elevados (acima do limiar de ionização do gás) poderá ainda ser possível haver ionização do gás dando origem a um crescimento ainda mais rápido da corrente medida.

Os valores obtidos para a corrente de eletrões variam com o alinhamento do detetor com a lâmpada e outros aspectos que alterem a intensidade de radiação que atinge a janela do detetor.

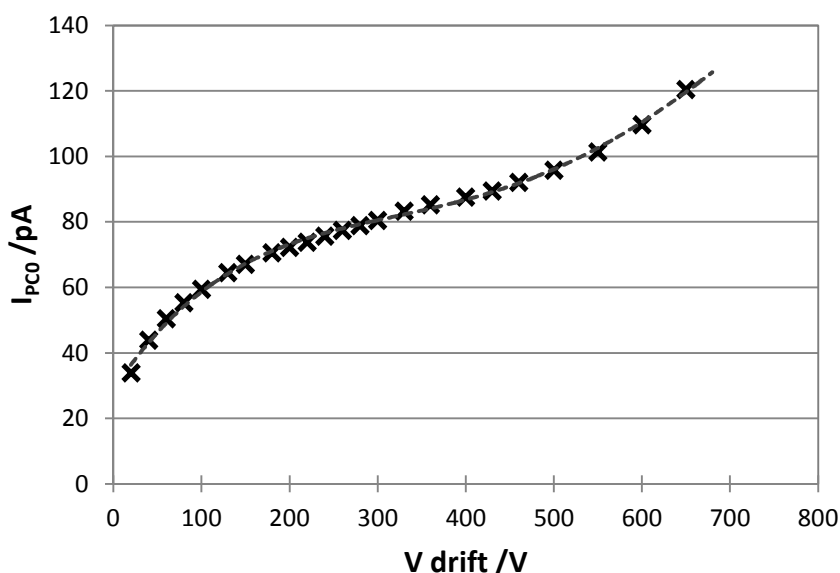


Figura 27 – Medição da corrente de extração de eletrões do fotocátodo.

A corrente medida de eletrões que abandona o cátodo não excede os 100 pA. Ao proceder à medida de IBF verificou-se que a corrente de iões produzida no processo de avalanche era muito superior a este valor, tornando-o desprezável. Caso a redução de IBF fosse de algumas ordens de grandeza este valor passaria a ser importante, mas tal não se verificou.

Os resultados da medida de IBF em função do Vac apresentam-se na Figura 28. Tal como se esperava, o aumento de Vac conduziu a uma redução na percentagem de iões que regressa ao fotocátodo. O IBF para Vac=0 V ronda os 70%, sendo reduzido para perto de 35% (cerca de metade) sem perda significativa de eficiência.

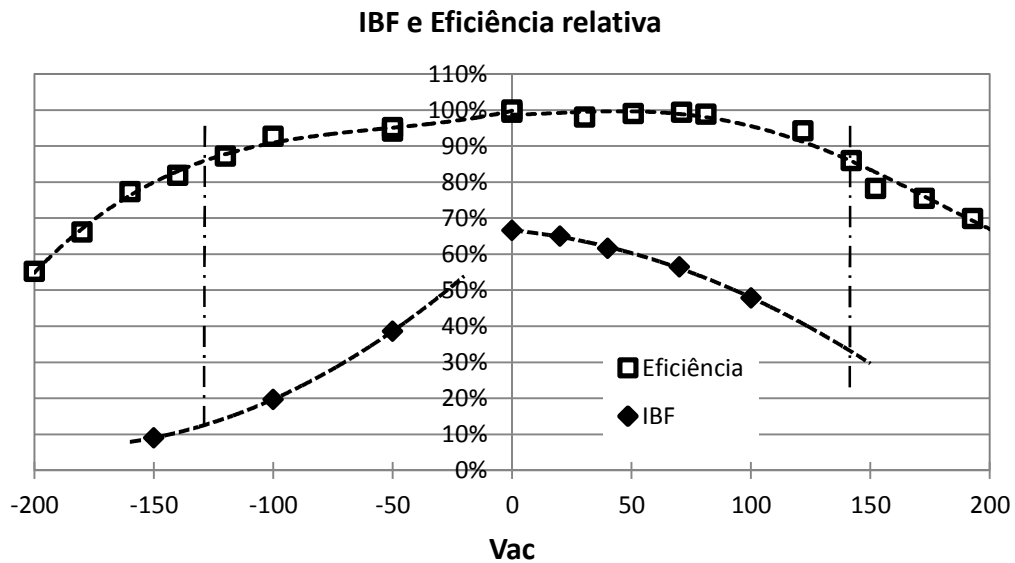


Figura 28 – Medidas de IBF do detetor em função do Vac. Medidas efectuadas para potenciais nas duas primeiras estruturas de 550 V e 580 V na última THGEM, com um campo de transferência de 333 kV/cm entre a THGEM 1 e a THCOBRA.

Aplicando um Vac negativo (criando linhas de campo no sentido oposto) também se verifica uma redução da percentagem de iões medida. Essa redução deve-se provavelmente à contribuição de dois efeitos distintos. Por um lado, é possível que nem todos os eletrões que deixam a primeira THGEM atravessem e gerem avalanche na THCOBRA. Assim, a variação na tensão aplicada ao ânodo deve gerar um afunilamento das linhas de campo nos buracos da estrutura e aumentar o ganho, reduzindo o IBF. Em segundo lugar, a concentração das linhas de campo no ânodo pode levar mais iões a perderem-se ao atravessar a estrutura, reduzindo assim a corrente no fotocátodo.

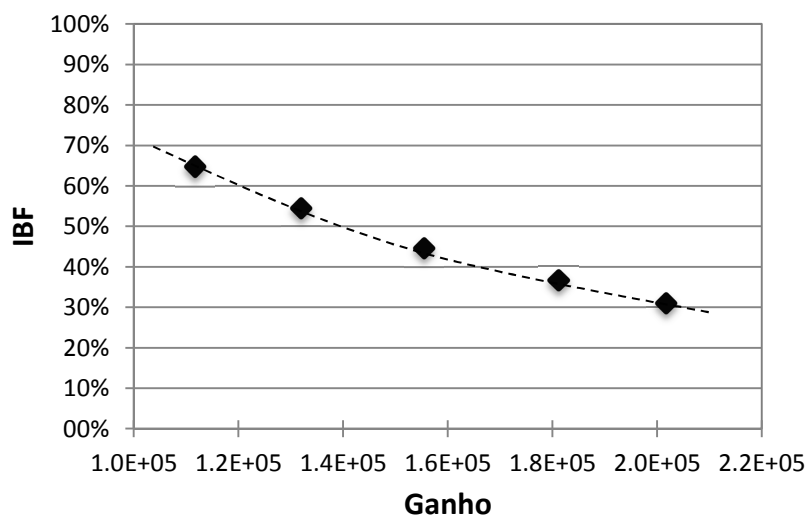


Figura 29 – Gráfico da redução de IBF em função do ganho do detetor, para um campo de transferência de 333 kV/cm entre as primeiras duas estruturas e tensão para ambas de 580 V.



A comprovar as hipóteses apresentadas está o facto de o IBF apresentar uma variação relativamente monótona com o ganho (Figura 29), sugerindo a primeira justificação adiantada para a redução de IBF com o Vac negativo.

O mesmo que foi verificado em modo de impulso, com o aumento de Vac a provocar um aumento de ganho, é agora verificado em modo corrente, como ilustra a Figura 30, para um campo de transferência entre a THGEM 1 e a THCOBRA de 666 kV/cm.

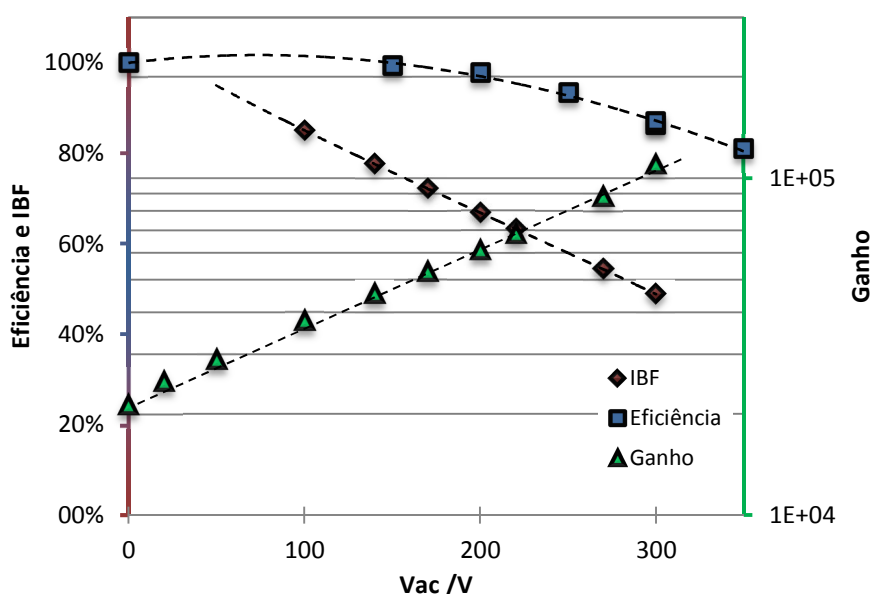


Figura 30 – Aumento do ganho verificado durante a medida de IBF. Campo de transferência entre as primeiras duas estruturas de 666 kV/cm. Potenciais das duas primeiras estruturas de 580 V.

A comparação entre as medidas de IBF para os dois campos de transferência (Figura 31) revelam que os dois casos apresentam reduções muito semelhantes, para cerca de metade do que se verifica na situação de Vac=0. A grande diferença prende-se com o maior IBF apresentado, nas mesmas condições, para o campo de transferência maior, dado que já era de resto esperado por trabalhos anteriores, uma vez que o aumento do campo de transferência tem como consequência aumentar o número de iões que atravessam essa zona. Mesmo assim, o facto de o IBF ser de cerca de 100% para Vac=0 é significativamente pior do que o esperado e pode uma vez mais ser explicado por uma má eficiência de recolha de eletrões, que não estando a ser recolhidos no *readout* resultam numa diminuição de  $I_a$  e portanto num valor de IBF superior ao típico.

Outra conclusão deste estudo é de que a variação no campo de transferência não tem grande efeito no melhor valor de IBF que se consegue obter. Ainda que um maior campo de transferência permita a conservação da eficiência total do detetor

para maiores  $V_{ac}$ , essa vantagem é compensada pelo aumento no IBF já referido, fazendo com que no limite de eficiência dos dois casos ambos apresentem valores absolutos de IBF idênticos que rondam os 50% no caso do gráfico da Figura 31.

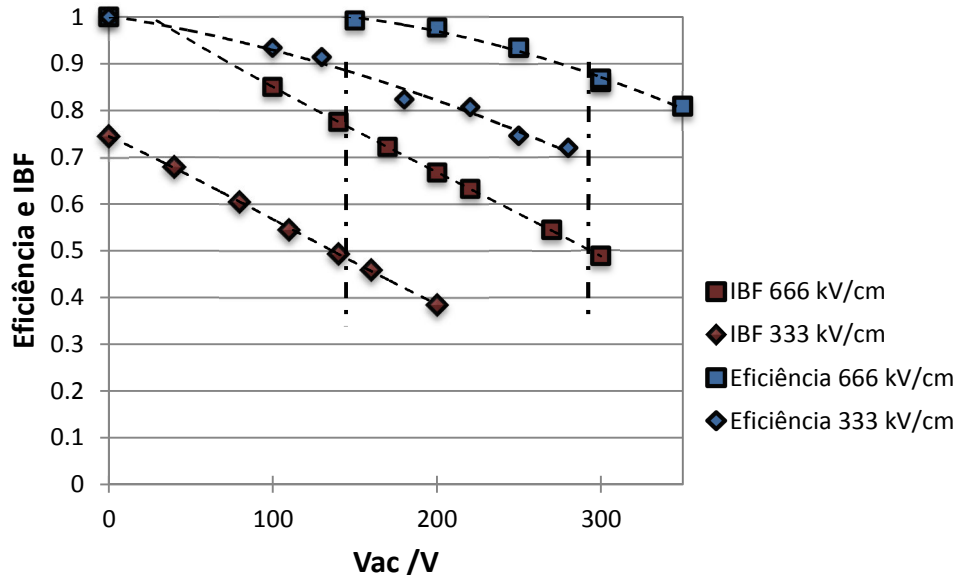


Figura 31 – Comparação da variação de IBF para dois campos de transferência.

Um outro dado que ajuda a esclarecer os resultados obtidos é o da corrente no fotocátodo em função de  $V_{ac}$ . Como não tem em conta o ganho do detetor, é possível verificar qual o efeito verdadeiro na redução do fluxo de iões no detetor a aplicação de uma tensão em  $V_{ac}$ . O que se verifica corrobora o que já foi dito, ao mostrar que na verdade o aumento de  $V_{ac}$  parece estar a gerar bastante maior corrente no fotocátodo. Esse aumento de corrente deve ser acima de tudo gerado pelo maior ganho.

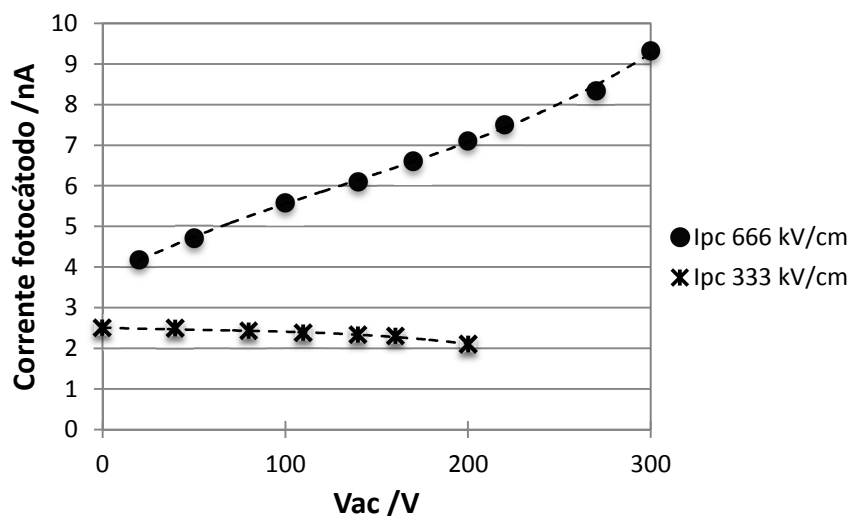


Figura 32 – Corrente no fotocátodo para dois campos de transferência diferentes, entre a primeira e a segunda estruturas.

Estudou-se também o efeito dos diferentes potenciais aplicados às três estruturas, no IBF do detetor. Como se pode verificar pela figura, aumentar o potencial na primeira THGEM não tem grande influência no IBF. Isto era previsível já que a recolha de iões gerados na avalanche desta estrutura é pouco eficiente, sendo que a grande maioria deve ser encaminhada para o fotocátodo. Assim, o aumento do potencial aumenta simultaneamente os eletrões e os iões, mantendo o valor de IBF praticamente inalterado.

Já o aumento do potencial da THCOBRA reflete-se na redução do IBF do detetor, uma vez que os iões gerados nesta estrutura têm uma probabilidade bastante grande de serem recolhidos, sem prejuízo do maior número de eletrões criados. Para a última estrutura sucede o mesmo, com a vantagem de alguns iões poderem ainda ser perdidos naturalmente na segunda zona de transferência.

Estes resultados permitiram concluir que para uma otimização do sistema para obter os menores valores de IBF possíveis tem de passar por uma diminuição do peso do ganho da primeira estrutura relativamente às outras duas. Nessas condições verificou-se que o IBF podia ser reduzido até 30%.

Uma das conclusões das medidas efectuadas, verificável pela forma dos gráficos, foi que o efeito da diferença de potencial entre os elétrodos da THCOBRA é praticamente igual, em termos relativos, para a grande maioria das situações estudadas. Isto indica que o fator determinante no valor absoluto do IBF medido não é tanto o potencial aplicado aos elétrodos mas antes a condição inicial de  $V_{ac}=0$ . Como as curvas são paralelas, começar para  $V_{ac}=0$  num valor inferior vai refletir-se numa diminuição mais significativa do valor de IBF.

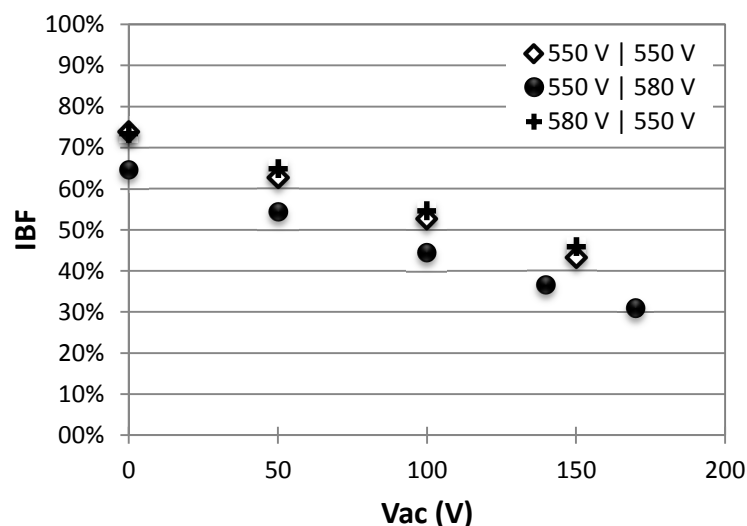


Figura 33 – Gráfico das medidas de IBF em função do potencial aplicado às duas primeiras estruturas.

Finalmente, um último resultado apresenta-se com o intuito de testar a validade do algoritmo desenvolvido para a medição da eficiência relativa de deteção sem ter que ajustar o ganho total do detetor ajustando o potencial da última estrutura por tentativa e erro. Este consiste na comparação dos resultados obtidos pelo algoritmo e pelo controlo através da última THGEM. O que se verifica na Figura 34 é que os gráficos são muito semelhantes, apresentando o programa valores apenas ligeiramente mais dispersos, mas ainda assim consistentes.

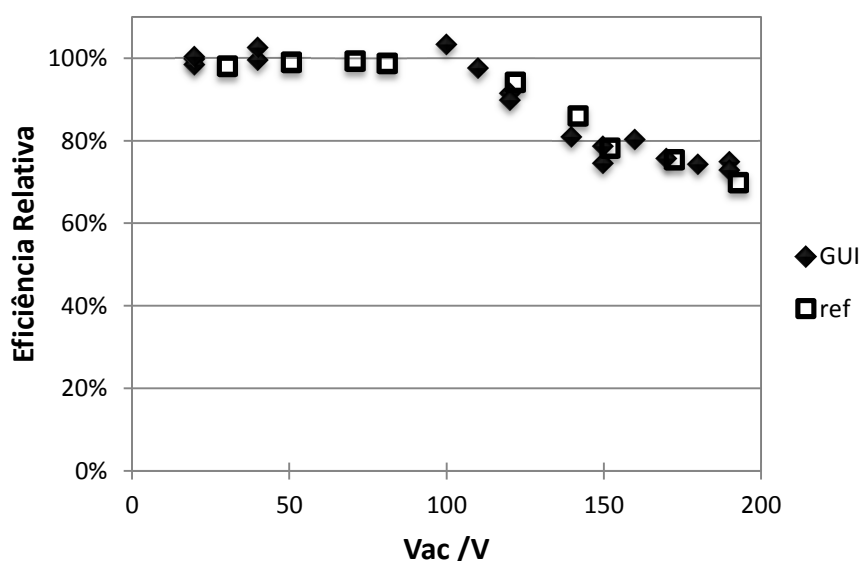


Figura 34 – Comparação entre medidas de eficiência usando o programa de Matlab ou por controlo pela última estrutura.



## 7 CONCLUSÃO

De um modo geral, os resultados experimentais obtidos ficam aquém do esperado. Ainda que uma redução para metade do IBF tenha como implicação o aumento do tempo de vida do fotocátodo para o dobro, os valores medidos para o IBF estão bastante acima do que se esperaria. A razão para estes valores não é totalmente compreendida, mas uma possível explicação é sugerida pelo comportamento das curvas de IBF. O facto de todas elas serem paralelas, evidenciando a dependência da condição inicial, sugere que o problema pode estar na montagem e geometria do detetor, bem como nos potenciais e parâmetros usados. O aprofundamento deste trabalho deve passar por obter em primeiro lugar uma configuração e parâmetros não relacionados com os potenciais na THCOBRA que permitam a redução do IBF ao mínimo, com maximização da quantidade de iões recolhidos. A aplicação do potencial  $V_{ac}$  nessas condições deve permitir um aproveitamento muito maior das potencialidades da estrutura.

Aparte dos valores de IBF, o detetor comporta-se bastante bem, apresentando espectros de ganho muito elevado, acima dos  $10^5$ . À exceção de limitações devido ao ruído eletrónico inerente à capacidade do detetor e dos aparelhos usados, o detetor tem um comportamento muito bom e apresenta uma eficiência total de recolha de eletrões para uma larga gama de valores do potencial  $V_{ac}$ .

A aplicação de Matlab desenvolvida para a determinação da eficiência de deteção de fotoeletrões revelou-se muito útil, apesar de o programa poder ainda beneficiar de alguns ajustes para se tornar mais versátil. Este programa irá facilitar trabalho experimental futuro, reduzindo significativamente a complexidade das medidas e o tempo para a obtenção das medidas. Verificou-se que as diferenças entre as medidas obtidas pelo programa ou pela estrutura são comparáveis, o que sugere a sua validade.



## 8 REFERÊNCIAS

- [1] M. Hoch, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **535**, 1 (2004).
- [2] A. Breskin *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **598**, 107 (2009).
- [3] R. Chechik, and A. Breskin, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **595**, 116 (2008).
- [4] A. Breskin *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip. **442**, 58 (2000).
- [5] A. Breskin *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **513**, 250 (2003).
- [6] J. F. C. A. Veloso *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **639**, 134 (2011).
- [7] A. V. Lyashenko *et al.*, J. Instrum. **1** (2006).
- [8] A. V. Lyashenko *et al.*, J. Instrum. **2** (2007).
- [9] G. F. Knoll, *Radiation Detection and measurement* (Wiley, 2000).
- [10] p. ISO 21348 (2007) [[http://www.spacewx.com/Docs/ISO\\_21348-2007.pdf](http://www.spacewx.com/Docs/ISO_21348-2007.pdf)]
- [11] R. A. Serway, and J. W. Jewett, *Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics - 8th edition* (Brooks/Cole, 2010).
- [12] A. F. Buzulutskov, Phys. Part. Nuclei **39**, 424 (2008).
- [13] A. Breskin, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **371**, 116 (1996).
- [14] K. Wasa, M. Kitabatake, and H. Adachi, *Thin film materials technology: sputtering of compound materials* (William Andrew Pub., 2004).
- [15] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics* (Springer, 1999).
- [16] S. N. Ahmed, *Physics and Engineering of Radiation Detection* (Academic Press/Elsevier, 2007).
- [17] A. Oed, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **263**, 351 (1988).
- [18] F. Sauli, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **477**, 1 (2002).
- [19] F. Sauli, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **386**, 531 (1997).
- [20] J. F. C. A. Veloso, J. M. F. dos Santos, and C. A. N. Conde, Review of Scientific Instruments **71**, 2371 (2000).
- [21] F. D. Amaro *et al.*, J. Instrum. **5** (2010).
- [22] J. Va'vra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **371**, 33 (1996).
- [23] J. Va'vra *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **324**, 113 (1993).
- [24] M. Cortesi *et al.*, J. Instrum. **4** (2009).



## 8. Referências

---

- [25] p. Product Datasheet [<http://www.newport.com/Pencil-Style-Calibration-Lamps/377846/1033/catalog.aspx>]
- [26] p. Starna web page [[http://www.starna.co.uk/ukhome/d\\_ref/specs.html](http://www.starna.co.uk/ukhome/d_ref/specs.html)]
- [27] C. D. R. Azevedo *et al.*, J. Instrum. **5** (2010).

## 9 ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1 - Espectro de radiação eletromagnética (esquerda) e esquema de um PMT (direita) .....	3
Figura 2 - Gráfico da Eficiência Quântica de fotocátodo de CsI em função do comprimento de onda da radiação incidente (esquerda) e probabilidade de escape de um eletrão de energia 1 eV em função da profundidade no fotocátodo .....	5
Figura 3 - Esquema de um sistema de deposição térmica de filmes finos, com aquecimento resistivo.....	7
Figura 4 - Representação simplificada de uma câmara de ionização .....	9
Figura 5 - Gráfico das diferentes zonas de operação de detetores gasosos ...	12
Figura 6 - Esquema da GEM (esquerda) e fotografia de uma GEM típica (direita).....	13
Figura 7 - Esquema de uma MHSP (esquerda) e representação de um detetor de três estágios de multiplicação por GEM com fotocátodo refletivo no topo (direita) .....	13
Figura 8 - Fotografia de uma THGEM (esquerda) e de um detetor gasoso com duas THGEM (direita) .....	14
Figura 9 - Esquema de duas configurações possíveis para a THCOBRA.....	15
Figura 10 - Exemplo de impulsos de corrente gerados num detetor e a corrente medida.....	16
Figura 11 - Gráfico ilustrativo de medidas em modo corrente para taxas de incidência vulgares.....	16
Figura 12 - Esquema de funcionamento do modo de impulso.....	17
Figura 13 - Exemplo de impulso de corrente originado no detetor e correspondente impulso integrado. ....	18
Figura 14 - Gráfico ilustrativo da forma da distribuição de Polya.....	18
Figura 15 - esquerda: Esquema dos constituintes do detetor; direita: fotografia do interior do detetor na fase de montagem.....	21
Figura 16 - Fotografia dos eléctrodos da THCOBRA (esquerda) e do topo (direita).....	22
Figura 17 - Imagem do Software de recolha de dados do MCA numa medida de eficiência relativa de recolha do detetor .....	27
Figura 18 - Ilustração de como se processa o ajuste na função desenvolvida. Ajuste para um fator $k=0,7$ .....	28
Figura 19 - Esquema das medidas do $I_{PC0}$ (esquerda) e do $I_{PC}$ e $I_A$ (direita) que permitem calcular o IBF.....	30
Figura 20 - Espectro obtido no detetor, em escala logarítmica, com um tempo de aquisição de 120 s. ....	33
Figura 21 - Espectro em escala linear, com os respetivos ajustes.....	34

Figura 22 – Espectros obtidos com o aumento do potencial nas três estruturas .....	35
Figura 23 – Aumento do ganho em função do potencial entre o Top e o Bottom das três estruturas, em escala logarítmica (esquerda) e linear (direita) .....	36
Figura 24 – Gráfico da eficiência de detecção relativa para campo de transferência de 333 kV/cm entre a THGEM 1 e THCOBRA. O potencial aplicado nessas duas estruturas era de 550 V.....	36
Figura 25 – Medidas de eficiência relativa para dois campos de transferência. As estruturas têm tensões aplicadas de 550 V.....	37
Figura 26 - Influência dos potenciais nas primeiras duas estruturas na eficiência relativa do detetor.....	37
Figura 27 – Medição da corrente de extração de elétrons do fotocátodo .....	38
Figura 28 – Medidas de IBF do detetor em função do Vac.....	39
Figura 29 – Gráfico da redução de IBF em função do ganho do detetor.....	39
Figura 30 – Aumento do ganho verificado durante a medida de IBF .....	40
Figura 31 – Comparação da variação de IBF para dois campos de transferência.....	41
Figura 32 – Corrente no fotocátodo para dois campos de transferência diferentes, entre a primeira e a segunda estruturas.....	41
Figura 33 – Gráfico das medidas de IBF em função do potencial aplicado às duas primeiras estruturas.....	42
Figura 34 – Comparação entre medidas de eficiência usando o programa de Matlab ou por controlo pela última estrutura.....	43

## 10 LISTA DE ABREVIATURAS

Bot1,	Parte de baixo da primeira estrutura, THGEM1
Bot3,	Parte de baixo da última estrutura, a segunda THGEM
GEM,	Gaseous Electron Multiplier
IBF,	Ion Back Flow
MCA,	Multichannel analyzer
MHSP,	Micro Hole & Strip Plate
MPGD,	Micro-Pattern Gas Detetor
MSGC,	Micro-Strip Gas Chamber
MSP,	Micro-Strip Plate
PMT,	Photomultiplier tube
QE,	Quantum Efficiency
RICH,	Ring Imaging Cherenkov Detetor
ROI,	Region of Interest
THGEM,	Thick Gaseous Electron Multiplier
Top1,	O eléctrodo no topo da primeira THGEM
Top3,	O eléctrodo no topo da segunda THGEM, terceira estrutura